



**HAL**  
open science

# Etudes expérimentales du concept de propulseur de Hall double étage

Loic Dubois

► **To cite this version:**

Loic Dubois. Etudes expérimentales du concept de propulseur de Hall double étage. Systèmes mésoscopiques et effet Hall quantique [cond-mat.mes-hall]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30320 . tel-02450852

**HAL Id: tel-02450852**

**<https://theses.hal.science/tel-02450852v1>**

Submitted on 23 Jan 2020

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

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



# THÈSE

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par

**Loïc DUBOIS**

Le 21 novembre 2018

**Etudes expérimentales du concept de propulseur de Hall  
double étage**

---

Ecole doctorale : **GEET - Génie Electrique Electronique et Télécommunications :**  
**du système au nanosystème**

Spécialité : **Ingénierie des Plasmas**

Unité de recherche :

**LAPLACE - Laboratoire PLASma et Conversion d'Énergie - CNRS-UPS-INPT**

Thèse dirigée par

**Freddy GABORIAU et Laurent LIARD**

Jury

**M. Khaled HASSOUNI, Rapporteur**

**M. Ivo FURNO, Rapporteur**

**Mme Titaina GIBERT, Examineur**

**M. Stéphane MAZOUFFRE, Examineur**

**M. Freddy GABORIAU, Directeur de thèse**

**M. Laurent LIARD, Co-directeur de thèse**



# Remerciements

---

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants de thèse, M. Freddy GABORIAU et M. Laurent LIARD, pour leur confiance et leur soutien sans faille durant cette thèse. Durant ces trois années au laboratoire LAPLACE, ils ont su me guider dans mes recherches, m'encourager pour faire face aux nombreux obstacles rencontrés, et surtout faire en sorte que je m'approprie pleinement mon sujet de thèse.

Mes pensées vont ensuite vers mon jury de thèse, présidé par M. Khaled HASSOUNI. Je remercie donc M. Ivo FURNO et M. Khaled HASSOUNI pour avoir rapporté mon travail de thèse, ainsi que les examinateurs Mme Titaina GIBERT et M. Stéphane MAZOUFFRE.

Cette thèse, ministérielle, est le fruit d'une collaboration entre le laboratoire LAPLACE et le CNES au travers d'une action R&T. Je remercie ainsi le CNES pour m'avoir permis de réaliser cette thèse et notamment M. Claude BONIFACE qui a porté un suivi attentif à ce projet et qui a été force de proposition durant les réunions constructives que nous avons eu ensemble.

Je remercie le laboratoire LAPLACE et l'ensemble de son personnel pour leur accueil et leur disponibilité. Durant ces trois ans, j'ai été intégré de façon remarquable au sein de l'équipe de recherche GREPHE dirigée par M. Jean-Pierre BOEUF. Jean-Pierre est une personne exceptionnelle qui s'est entièrement investi dans ce projet et qui m'a transmis sa passion pour la propulsion électrique.

J'exprime également ma gratitude envers M. Laurent GARRIGUES et M. Gerjan HAGELAAR qui ont répondu volontiers à nombre de questions sur la physique des propulseurs à courant de Hall. Je remercie également M. Jacques SALON du service électronique ainsi que Mme Carole HENAUX et M. Dominique HARRIBEY de l'équipe GREM3 pour leurs nombreuses collaborations à ce projet.

Enfin, je tiens à remercier mes collègues étudiants et amis avec lesquels j'ai eu un grand plaisir à travailler : les stagiaires Théo CARPI et José SENART qui ont chacun apporté leur pierre à l'édifice, mon successeur Alexandre GUGLIELMI dont l'imagination et le sens de l'innovation (aussi bien en sciences qu'en cuisine) m'étonneront toujours, ainsi qu'Alvaro Martín ORTEGA, étudiant en post-doc. Je salue enfin Rafael NAVARRO avec qui j'ai partagé mon bureau pendant plus de 2 ans pour sa gentillesse et pour son soutien durant la rédaction de ce manuscrit.



# Table des matières

Table des matières.....	1
Chapitre I - Vers un nouveau concept de propulseur électrique : le DSHT.....	5
I.1 Comment propulser les satellites ? .....	7
I.2 Les plasmas froids hors équilibre .....	10
I.2.1 Equations générales .....	11
I.2.2 Les gaines .....	16
I.2.3 Lois d'échelle.....	17
I.3 Les propulseurs électriques : principe et fonctionnement.....	22
I.3.1 Les propulseurs à grilles .....	22
I.3.2 Les propulseurs de Hall .....	24
I.4 Le concept de propulseur de Hall double étage.....	29
I.5 Objectifs et déroulement de la thèse .....	31
I.5.1 Point de départ et objectifs de la thèse.....	31
I.5.2 Déroulement de la thèse.....	32
Chapitre II : Conception d'un propulseur de Hall double étage .....	35
II.1 Etat de l'art – Comprendre les raisons d'un échec .....	37
II.1.1 Concepts avec chambre d'ionisation séparée .....	37
II.1.2 Concepts avec chambre d'ionisation dans le canal .....	41
II.2 Réaliser un propulseur de Hall double étage efficace .....	44
II.2.1 Une source de plasma efficace et adaptée : la source inductive.....	44
II.2.2 Rôle du champ magnétique sur le confinement du plasma .....	47
II.2.3 Positionnement de l'étage d'ionisation .....	51
II.3 Proposition d'un nouveau concept de DSHT : le propulseur ID-HALL.....	51
II.3.1 Source plasma inductive magnétisée.....	52
II.3.2 Dimensionnement du circuit magnétique .....	53
II.3.3 Design et géométrie .....	55
II.4 Réalisation du propulseur ID-HALL.....	56
II.4.1 Source plasma inductive.....	57
II.4.2 Optimisation du couplage et réduction des pertes .....	59
II.4.3 Alimentation de la source à 4 MHz.....	66
II.4.4 Anode .....	71

II.4.5	Cathode émettrice .....	71
II.4.6	Moyen d'essai.....	72
II.4	Conclusion du chapitre II .....	72
Chapitre III	: Diagnostics développés pour l'étude de la source ICP .....	75
III.1	Sonde capacitive.....	77
III.1.1	Construction de la sonde et principe de mesure.....	77
III.1.2	Calibration de la sonde.....	78
III.2	Les Sondes électrostatiques.....	78
III.2.1	La sonde de Langmuir.....	79
III.2.2	La sonde double .....	95
III.3	Etude des différentes méthodes de mesure .....	101
III.3.1	Plasma non magnétisé .....	101
III.3.2	Plasma magnétisé .....	104
III.3.3	Discussion .....	107
III.4	Conclusion.....	108
Chapitre IV	: Caractérisation de la source inductive.....	109
IV.1	Caractérisation préliminaire d'une source inductive avec aimant central .....	111
IV.1.1	Présentation de la source.....	111
IV.1.2	Dispositif expérimental .....	112
IV.1.3	Caractérisation du plasma .....	114
IV.1.4	Variation des paramètres de la décharge.....	121
IV.2	Caractérisation de la source ICP du propulseur .....	130
IV.2.1	Démarche pour initier la décharge .....	130
IV.2.2	Caractérisation du plasma .....	131
IV.2.3	Caractérisation électrique par sonde courant-tension .....	138
IV.3	Intégration de la source dans le propulseur (sans cathode).....	141
IV.3.1	Observations à l'allumage de la décharge .....	141
IV.3.2	Mesure par sonde de Langmuir dans le canal .....	142
IV.3.3	Adaptation d'un modèle 0D à cette géométrie.....	143
IV.3.4	Détermination de $n_e$ à partir des mesures par sonde I-V .....	146
IV.4	Conclusion du chapitre IV .....	147
Chapitre V	: Etude du propulseur ID-HALL .....	149
V.1	Etude paramétrique des performances via un modèle 2D hybride.....	150

---

V.1.1	Description du modèle .....	150
V.1.2	Résultats des simulations .....	153
V.2	Résultats expérimentaux. ....	158
V.2.1	Conditions de mesure .....	158
V.2.2	Résultats expérimentaux .....	159
V.3	Conclusion du chapitre V .....	163
	Conclusion de la thèse.....	165
	Le propulseur ID-HALL .....	165
	Caractérisation de la source ICP magnétisée du propulseur ID-HALL.....	165
	Etude préliminaire du propulseur ID-HALL.....	166
	Perspectives et suite des travaux .....	167
	Bibliographie.....	169





# Chapitre I - Vers un nouveau concept de propulseur électrique : le DSHT

---

Ce premier chapitre présente les principes de la propulsion des véhicules spatiaux, et plus spécifiquement la propulsion électrique. Avant d'aborder dans le détail ce mode de propulsion, les équations de base de la physique des plasmas froids hors équilibre sont posées, des lois d'échelle sont décrites et l'effet du champ magnétique sur les espèces chargées est introduit. Deux concepts de propulseur électrique sont ensuite décrits : le propulseur ionique et le propulseur de Hall. Ce chapitre se termine par la présentation du concept de propulseur de Hall double étage, sujet de cette thèse. Nous verrons notamment que ce concept, de par sa versatilité, est adapté aux diverses missions du satellite et qu'il rend pertinent l'utilisation de gaz plus légers et moins coûteux que le xénon.

## Table des matières

I.1	Comment propulser les satellites ? .....	7
I.2	Les plasmas froids hors équilibre .....	10
I.2.1	Equations générales .....	11
I.2.1.1	Equation de continuité .....	11
I.2.1.2	Equation de quantité de mouvement.....	12
I.2.1.2.1	Cas d'un plasma non magnétisé.....	12
I.2.1.2.2	Cas d'un plasma magnétisé.....	13
I.2.1.3	Equation de conservation de l'énergie pour les électrons.....	14
I.2.1.4	Fonctions de distribution .....	15
I.2.2	Les gaines .....	16
I.2.3	Lois d'échelle.....	17
I.2.3.1	Bilan de conservation des ions.....	18
I.2.3.2	Bilan d'énergie.....	20
I.3	Les propulseurs électriques : principe et fonctionnement.....	22
I.3.1	Les propulseurs à grilles .....	22
I.3.2	Les propulseurs de Hall .....	24
I.3.2.1	Rôle du champ magnétique dans le propulseur de Hall.....	25
I.3.2.2	Grandeurs caractéristiques .....	26
I.3.2.3	Limitations .....	27

I.3.2.3.1	Lois d'échelle.....	28
I.3.2.3.2	Instabilités.....	28
I.3.2.3.3	Transport anormal.....	29
I.4	Le concept de propulseur de Hall double étage.....	29
I.5	Objectifs et déroulement de la thèse.....	31
I.5.1	Point de départ et objectifs de la thèse.....	31
I.5.2	Déroulement de la thèse.....	32

## I.1 Comment propulser les satellites ?

La plupart des engins spatiaux envoyés par l'Homme dans l'espace ont recours à de la propulsion. Pour les satellites commerciaux, elle est utilisée dans trois cas de figure différents. Premièrement, lors de la mise à poste, il est nécessaire d'appliquer une forte poussée afin que le véhicule quitte son orbite de transfert imposée par le lanceur pour rejoindre son orbite finale. Ensuite, pendant toute l'exploitation du satellite, il s'agit de contrer les légères perturbations qui peuvent dévier le satellite de sa trajectoire prédéfinie. Enfin, à la fin de vie du satellite, une forte poussée sera appliquée pour lui permettre de rejoindre une orbite « cimetière » afin de ne pas représenter un danger pour les autres engins orbitant autour de la Terre. Cette dernière étape est devenue cruciale au fil des dernières années du fait d'une augmentation exponentielle des débris spatiaux qui peuvent avoir des vitesses relatives de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde.

Pour propulser les véhicules spatiaux, on a toujours recours au principe d'échange de quantité de mouvement : la matière éjectée du satellite engendre une poussée dans le sens opposé. Des modes de propulsion alternatifs tels que la voile solaire [Tsuda 2011] sont étudiés mais n'ont jamais dépassé le stade du prototype. En posant  $T$  la poussée,  $m_{sat}(t)$  la masse du satellite à l'instant  $t$ , et  $v_e$  la vitesse de la matière éjectée, on peut écrire :

$$T = \frac{dm_{sat}}{dt} v_e \quad (I.1)$$

Aujourd'hui, la plupart des satellites en orbite utilisent un système de propulsion dit « chimique ». L'engin embarque souvent un seul ergol (l'hydrazine) stocké dans des réservoirs pressurisés. Une réaction de décomposition chimique a lieu dans une chambre de combustion afin de créer un gaz chaud. Ce dernier, détendu dans une tuyère, est éjecté du satellite à une vitesse atteignant 2 km/s [AEROJET]. L'équation (I.1) montre que pour un débit de carburant donné, la poussée sera plus importante si la vitesse d'éjection est grande. On définit alors l'impulsion spécifique (ISP) comme une grandeur caractéristique traduisant la quantité d'ergol à embarquer pour réaliser une mission donnée :

$$ISP = \frac{v_e}{g_0} \quad (I.2)$$

avec  $g_0 \approx 9.81 \text{ m/s}^2$ , l'accélération normale de la pesanteur terrestre.

L'ISP correspond à la durée durant laquelle un kilogramme d'ergol peut fournir une poussée de 9.81 N. En posant  $v_{sat}(t)$  la vitesse du satellite, le principe fondamental de la dynamique donne l'équation suivante :

$$m_{sat}(t) \frac{dv_{sat}}{dt} = -v_e \frac{dm_{sat}}{dt} \quad (I.3)$$

En intégrant l'équation (I.3) sur la durée de la mission du satellite, on peut écrire la relation reliant  $M_{sat}$ , la masse totale initiale du satellite (structure, ergol et charge utile),

$M_{erg}$ , la masse d'ergol embarqué et  $\Delta V$ , l'incrément de vitesse acquis durant la mission. Il s'agit de la relation de Tsiolkovski :

$$\Delta V = -v_e \ln \left( \frac{M_{sat} - M_{erg}}{M_{sat}} \right) \quad (I.4)$$

En introduisant la masse de la charge utile  $M_{CU} = M_{sat} - M_{erg}$ , c'est-à-dire la masse du satellite sans les ergols, l'équation (I.4) peut être réécrite de la façon suivante :

$$M_{erg} = M_{CU} \left( \exp \left( \frac{\Delta V}{ISP g_0} \right) - 1 \right) \quad (I.5)$$

Cette dernière équation illustre bien l'importance de maximiser l'ISP du système propulsif afin de réduire la quantité d'ergol à embarquer et ainsi privilégier l'ajout de charges utiles supplémentaires (le coût au lancement d'une charge de 1 kilogramme revient en moyenne à 15 k€).

Les propulseurs chimiques classiques ont une ISP n'excédant pas 300 s mais permettent d'appliquer ponctuellement de fortes poussées (quelques N) pour les mises à poste. Du fait de cette faible ISP, la quantité de carburant à emporter est très importante. Typiquement, un satellite de télécommunication en orbite géostationnaire requiert en moyenne une tonne d'ergol pour l'insertion en orbite finale. De plus, l'hydrazine, en plus de sa toxicité, est un polluant très nocif pour l'environnement.

La propulsion électrique, développée depuis les années 1960, est une alternative qui a depuis démontré son efficacité énergétique et sa faisabilité. Contrairement à la solution chimique qui consiste à détendre un gaz chaud, la propulsion électrique accélère et éjecte des ions lourds grâce à un champ électrique appliqué. Si on pose  $M_i$ , la masse d'un ion,  $\Phi_{ion}$ , le potentiel vu par cet ion, et  $v_i$ , la vitesse acquise par l'ion traversant cette barrière de potentiel, on peut écrire, par conservation de l'énergie :

$$e\Phi_{ion} = \frac{1}{2} M_i v_i^2 \quad (I.6)$$

Prenons l'exemple du xénon couramment utilisé par l'industrie du fait de sa masse importante et de son ionisation efficace. Un ion  $Xe^+$  soumis à un potentiel de 300 V sera accéléré à la vitesse de 21 km/s (équation I.6). L'ISP dépasse alors les 1000 s, ce qui se traduit par une quantité moindre de carburant à embarquer. Un comparatif des performances entre propulsion chimique et électrique est résumé dans le Tableau I.1.

	Propulseur chimique (hydrazine)	Propulseur de Hall (xénon)
Poussée	~ 1-5 N	~ 100 mN/kW
ISP	~ 200 s	~ 2000 s
Durée de la mise à poste	1 à 2 semaines	6 mois
Masse ergols / Masse satellite	~ 50 %	~ 20 %

Tableau I.1 - Comparaison des performances de la propulsion chimique (hydrazine) avec celles de la propulsion électrique (ici le propulseur de Hall).

Jusqu'aux années 2010, la propulsion électrique a seulement été adoptée en complément de la propulsion chimique, principalement pour de la correction d'orbite et du maintien à poste. Pour cause, la poussée développée ne dépasse pas 100 mN par kW. Ainsi, des manœuvres qui requièrent un incrément de vitesse important, comme la mise à poste d'un satellite, peuvent durer jusqu'à 6 mois (une dizaine de jours avec la propulsion chimique), c'est-à-dire du temps en moins pour l'exploitation commerciale du satellite.

Pour ce qui est des sondes spatiales assurant des missions interplanétaires, le choix s'est porté majoritairement sur la propulsion chimique. En effet, à grande distance du Soleil, l'énergie électrique fournie par des panneaux solaires peut manquer. A titre d'exemple, la sonde Cassini (Figure I.1), lancée en 1997 pour l'exploration du système saturnien a embarqué 3100 kg d'hydrazine, soit un peu plus que la masse de la sonde à vide et de sa charge utile réunies (2500 kg).

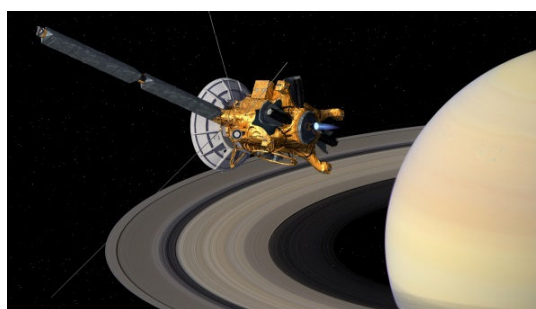


Figure I.1 - Vue d'artiste de la sonde Cassini orbitant autour de Saturne (Crédit image : NASA).

Depuis les dernières années, la propulsion électrique a toutefois montré sa capacité à assurer l'intégralité d'une mission d'exploration spatiale. La sonde Dawn (Figure I.2) lancée en 2007 en direction de la ceinture d'astéroïde en est le parfait exemple. Ses trois propulseurs ioniques lui ont fourni un incrément de vitesse de 10 km/s grâce à seulement 400 kg de xénon. Des panneaux solaires de 18 m<sup>2</sup> et pesant plus de 200 kg ont néanmoins été nécessaires pour fournir la puissance minimale requise de 1 kW.

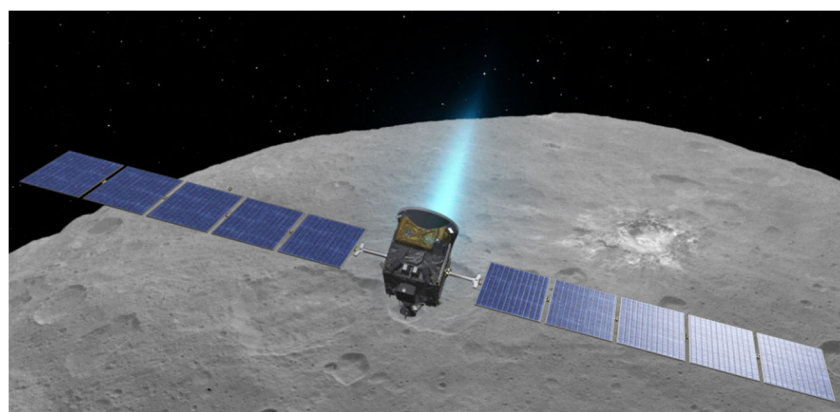


Figure I.2 - Vue d'artiste de la sonde Dawn survolant la planète naine Cérès (Crédit image : Nasa-JPL).

Concernant les satellites commerciaux, les industriels, depuis les années 2010, se tournent vers le tout électrique. Airbus Defense & Space associé avec Thales Alenia Space a commencé à développer des plateformes de satellite qui permettent de s'affranchir de la propulsion chimique. Ne plus avoir recours à la propulsion chimique permet d'une part de

réduire la quantité d'ergol à embarquer (donc le coût au lancement) et d'autre part de simplifier l'architecture de la plate-forme (les systèmes hydrauliques tels que les vannes, les pompes, et la tuyauterie sont remplacés par des systèmes électriques). Il s'agit donc de développer des satellites de télécommunication qui réalisent leur mise à poste et leur maintien en orbite grâce à la propulsion électrique.

En Juillet 2017, le satellite de télécommunication Eutelsat 172B a été lancé depuis Kourou. Il disposait de 5 propulseurs électriques dits « de Hall » SPT-140 D développés par Fakel et placés sur des bras articulés (Figure I.3). Ces propulseurs ont une puissance de 4.5 kW et développent une poussée unitaire de 0.13 N. Placé sur une orbite de transfert (altitude de 200 km) par la fusée Ariane 5, le satellite a fait fonctionner ses moteurs durant 4 mois pour atteindre l'orbite géostationnaire de travail (altitude de 36 000 km).

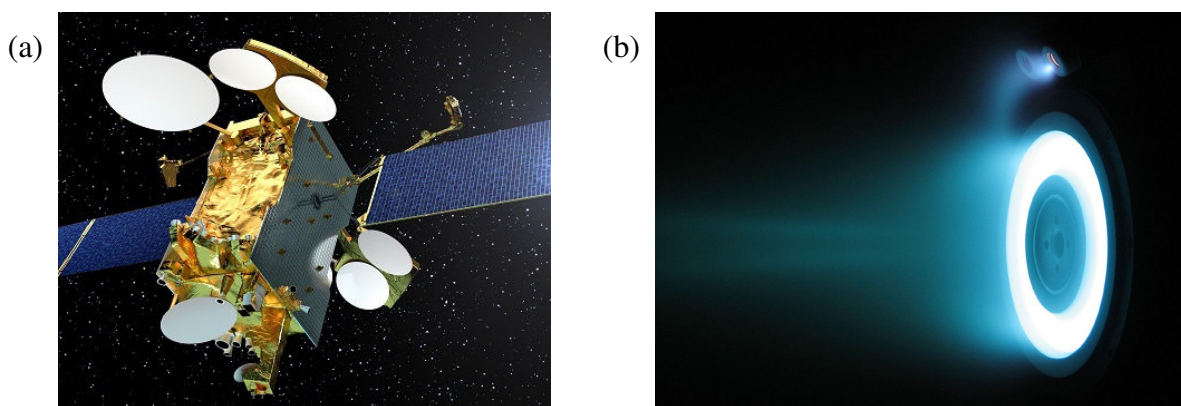


Figure I.3 - (a) Le satellite de télécommunication Eutelsat 172B (Crédit image : Eutelsat) et (b) le propulseur de Hall Fakel SPT-140 D (Crédit image : JPL).

Bien qu'ils n'aient été adoptés que tardivement par l'industrie, les propulseurs électriques sont issus de plus de 50 ans de travaux de recherche qui ont permis d'accroître leur fiabilité et leur niveau de performance.

Les plasmas utilisés en propulsion électrique sont des plasmas froids hors équilibre. La section suivante porte sur la description de ces plasmas à travers les équations fluides dérivant de l'équation de Boltzmann. Des lois d'échelle seront introduites décrivant le couplage de l'énergie au plasma et l'impact de la géométrie du réacteur sur les caractéristiques de la décharge.

## I.2 Les plasmas froids hors équilibre

Un plasma se définit comme un gaz ionisé (totalement ou partiellement), quasi-neutre et présentant un comportement collectif. Dans un plasma, on rencontre au moins trois espèces (neutres, ions, électrons), ayant chacune une température (respectivement  $T_g$ ,  $T_i$  et  $T_e$ ) et une densité (respectivement  $n_g$ ,  $n_i$ ,  $n_e$ ). La « quasi-neutralité » du plasma impose que la relation  $n = n_i = n_e$  soit respectée macroscopiquement. On définit le degré d'ionisation comme la proportion des particules chargées par rapport aux neutres :  $\delta = n_i / (n_i + n_g)$ . Ces différents paramètres nous amènent à distinguer deux catégories de plasma :

- Les plasmas chauds, totalement ionisés ( $\delta = 100\%$ ) dans lesquels les ions sont « chauds » ( $T_i \approx T_e$ ) et réactifs. Ces plasmas peuvent être rencontrés dans les réactions de fusion thermonucléaire et sont difficilement reproductibles en laboratoire (ITER, Laser Mégajoule).
- Les plasmas froids sont ceux rencontrés dans les applications de propulsion. Partiellement ionisés ( $\delta \sim 0.1 - 10\%$ ), ils peuvent être à l'équilibre thermodynamique tel que  $T_g = T_i = T_e$  (plasmas thermiques, plasmas d'arc) mais sont le plus souvent loin de cet équilibre ( $T_e \gg T_i$ ) : on parle alors de plasma froid hors-équilibre. Les collisions entre les particules chargées et les espèces neutres jouent un rôle essentiel dans la physique de ces plasmas.

Dans cette thèse, nous étudierons des plasmas froids, hors équilibre, et à basse pression ([0.1 mTorr ; 100 mTorr]). La section suivante présente les principales équations fluides permettant de décrire macroscopiquement ces plasmas.

### 1.2.1 Equations générales

Lorsque l'on étudie un système macroscopique tel qu'un plasma, connaître la position et la vitesse de chaque particule à un moment donné est impossible. On a donc recours à un modèle fluide permettant de décrire macroscopiquement les grandeurs caractéristiques (densité moyenne  $n$ , vitesse moyenne  $v$ , énergie moyenne  $\epsilon$ ) de chaque espèce (neutres, électrons et ions) [Lieberman 2005]. Ces grandeurs sont décrites par trois équations fondamentales, correspondant chacune à un moment de l'équation de Boltzmann. Si on considère un groupe de particules de masse  $m$  et de vitesse  $v$ , l'équation de Boltzmann s'exprime comme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_c \quad (1.7)$$

avec  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ , une fonction de distribution (selon la position et la vitesse) et  $\mathbf{F}$ , le tenseur des forces s'appliquant au fluide. Le terme  $\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_c$  correspond à la prise en compte de l'effet des collisions entre les particules. En supposant un fluide, de charge  $q$ , soumis à un champ électrique  $\mathbf{E}$  et un champ magnétique  $\mathbf{B}$ , l'équation de Boltzmann peut se réécrire comme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{q[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})]}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_c \quad (1.8)$$

#### 1.2.1.1 Equation de continuité

Le moment d'ordre 0 de l'équation de Boltzmann (moment hydrodynamique) est obtenu après intégration par rapport à  $v$ . Il en découle l'équation de continuité qui, pour les espèces chargées, s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = S - P_{er} \quad (1.9)$$

avec  $S$  le terme de création de particules chargées par ionisation que l'on peut définir par :



$$S = n_e n_g K_{iz}(T_e) \quad (\text{I.10})$$

avec  $K_{iz}$ , la constante d'ionisation ( $m^3/s$ ) dépendant de la température électronique. Le terme  $P_{er}$  désigne la recombinaison des particules chargées par collision. Ces réactions deviennent importantes à plus haute pression et sont donc négligées ici :  $P_{er} = 0$ .

Enfin, pour les espèces neutres, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial n_g}{\partial t} + \nabla \cdot (n_g \mathbf{v}_g) = -S \quad (\text{I.11})$$

### 1.2.1.2 Equation de quantité de mouvement

L'équation de quantité de mouvement est obtenue à partir du moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann (multiplication par  $m\mathbf{v}$  puis intégration par rapport à  $\mathbf{v}$ ). Pour les espèces chargées, elle s'exprime comme suit :

$$mn \left( \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \nabla) \right) = nq[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] - nm\nu\mathbf{v} - \nabla p \quad (\text{I.12})$$

avec :

- $nq[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})]$ , la force de Laplace induite par le champ électrique  $\mathbf{E}$  issu des charges d'espace présentes entre les particules du plasma et par le champ magnétique  $\mathbf{B}$  présent dans le milieu.
- $nm\nu\mathbf{v}$ , un terme de « frottement » issu des collisions entre les particules chargées et les neutres. On définit  $\nu$  la fréquence associée à ces collisions. Le degré d'ionisation étant faible, on néglige ici les collisions coulombiennes entre particules chargées.
- $\nabla p = \nabla nkT$ , le terme de pression cinétique. On fait l'hypothèse que les particules sont isothermes, ce qui donne  $\nabla p = kT\nabla n$ .

#### 1.2.1.2.1 Cas d'un plasma non magnétisé

On suppose dans cette partie un champ magnétique nul. On reprend l'équation (I.12) en supposant l'état stationnaire ( $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0$ ) et en négligeant le terme inertiel ( $\mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \nabla) = 0$ ). A partir de l'équation (I.12), on exprime  $\mathbf{v}$  comme

$$\mathbf{v} = \frac{q\mathbf{E}}{m\nu} - \frac{kT}{m\nu} \frac{\nabla n}{n} \quad (\text{I.13})$$

L'équation (I.13) ou équation de dérive-diffusion fait apparaître deux coefficients : la mobilité  $\mu$ , liée au champ électrique et la diffusion  $D$ , liée au gradient de densité :

$$\mu = \frac{q}{m\nu} \quad ; \quad D = \frac{kT}{m\nu} \quad (\text{I.14})$$

Nous constatons que la mobilité et la diffusion sont ici affectées par le terme de collision avec les neutres  $\nu$ , et diminuent donc lorsque la pression du gaz augmente. Ces deux grandeurs scalaires ne dépendent pas de la direction de  $\mathbf{v}$ , ce qui traduit un transport isotrope dans ce type de plasma.

En négligeant maintenant le terme lié aux collisions ( $nmv\mathbf{v} = \vec{0}$ ), l'équation de quantité de mouvement donne :

$$q\mathbf{E} = \frac{kT}{n}\nabla n \quad (\text{I.15})$$

On pose  $\phi$ , le potentiel électrique, tel que  $E = \nabla\phi$ , on a :

$$q\nabla\phi = \frac{kT}{n}\nabla n \quad (\text{I.16})$$

Si on considère un ensemble d'électrons ( $q = -e$ ) et qu'on intègre l'équation (I.16), on peut exprimer la densité électronique  $n(\phi)$  à partir de celle au potentiel  $\phi_0$ ,  $n(\phi_0)$ . Il s'agit de la relation de Boltzmann :

$$n(\phi) = n(\phi_0) \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_0)}{kT}\right) \quad (\text{I.17})$$

#### I.2.1.2.2 Cas d'un plasma magnétisé

L'ajout d'un champ magnétique statique dans une décharge peut avoir une forte influence sur la dynamique des différentes espèces chargées. Si, dans un premier temps, on raisonne d'un point de vue particulière et qu'on applique le principe fondamental de la dynamique à une espèce de charge  $q$ , de vitesse  $\mathbf{u}$ , de masse  $m$  et soumise à un champ magnétique  $\mathbf{B}$ , on peut écrire :

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = q(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (\text{I.18})$$

On pose  $u_{\perp}$  la composante de la vitesse orthogonale à  $\mathbf{B}$ . La résolution de l'équation (I.18) met en évidence que la particule suit une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique à la fréquence cyclotron électronique définie par :

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (\text{I.19})$$

Le rayon de giration de la particule, appelé rayon de Larmor, est lui défini par :

$$r_L = \frac{u_{\perp}}{\omega_c} \quad (\text{I.20})$$

Pour une charge et un champ magnétique donné, le rayon de Larmor sera d'autant plus grand que la masse de l'espèce considérée est petite. Ainsi, les ions et les électrons d'un plasma, ayant des masses très différentes, auront un comportement différent en présence du champ magnétique.

Si on revient au modèle fluide et qu'on reprend l'équation de quantité de mouvement (I.12), on peut écrire (en supposant toujours l'état stationnaire et en négligeant le terme inertiel) :

$$nq[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] - nmv\mathbf{v} - kT\nabla n = 0 \quad (\text{I.21})$$

On considère la base orthonormale  $\beta = (\mathbf{e}_{\parallel}, \mathbf{e}_{\perp}, \mathbf{e}_{\times})$  telle que  $\mathbf{e}_{\parallel}$  est parallèle à  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{e}_{\perp}$  est orthogonal à  $\mathbf{B}$  mais dans le plan  $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ , et  $\mathbf{e}_{\times}$  selon la direction  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . On peut donc décomposer les vecteurs  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{E}$  et  $\nabla n$  selon les projections dans la base  $\beta$ . La vitesse s'écrit :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp} + \mathbf{v}_{\times} \quad (\text{I.22})$$

avec :

$$\mathbf{v}_{\parallel} = \mu_{\parallel} \left( \mathbf{E}_{\parallel} - kT \frac{\nabla_{\parallel} n}{n} \right) \quad (\text{I.23})$$

$$\mathbf{v}_{\perp} = \mu_{\perp} \left( \mathbf{E}_{\perp} - kT \frac{\nabla_{\perp} n}{n} \right) \quad (\text{I.24})$$

$$\mathbf{v}_{\times} = \mu_{\times} \left( \mathbf{E}_{\perp} - kT \frac{\nabla_{\perp} n}{n} \right) \times \frac{\mathbf{B}}{\|\mathbf{B}\|} \quad (\text{I.25})$$

En présence du champ magnétique, le coefficient de mobilité prend ainsi la forme d'un tenseur  $(\mu_{\parallel}, \mu_{\perp}, \mu_{\times})$  dont les composantes s'écrivent :

$$\mu_{\parallel} = \mu = \frac{q}{m\nu} ; \quad \mu_{\perp} = \frac{1}{1+h^2} \mu ; \quad \mu_{\times} \approx \frac{h}{1+h^2} \mu \quad (\text{I.26})$$

avec  $h = \omega_c/\nu$  le paramètre de Hall. Nous constatons que la mobilité des espèces chargées n'est pas affectée le long des lignes de champ magnétique ( $\mu_{\parallel} = \mu$ ). Pour les mobilités  $\mu_{\perp}$  et  $\mu_{\times}$ , il y a compétition entre les paramètres  $\omega_c$  (régis par le champ magnétique et la masse des particules) et  $\nu$  (régis par la pression) au travers de  $h$ . Ainsi, pour  $\omega_c \gg \nu$ , donc  $h \gg 1$ , on a :

$$\mu_{\perp} \approx \frac{1}{h^2} \mu \propto \frac{1}{B^2} ; \quad \mu_{\times} \approx \frac{1}{h} \mu \propto \frac{1}{B} \quad (\text{I.27})$$

Ainsi, la mobilité des particules chargées est fortement réduite dans les directions perpendiculaires aux lignes de champ magnétique. Seules les collisions avec les neutres permettent aux espèces chargées de passer au travers des lignes de champ magnétique.

### 1.2.1.3 Equation de conservation de l'énergie pour les électrons

La troisième équation issue de l'équation de Boltzmann (moment d'ordre 2 obtenu après multiplication par  $\frac{1}{2}mv^2$  et intégration) est l'équation de conservation de l'énergie. Elle s'exprime, pour les électrons, comme suit :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial kn_e T_e}{\partial t} + \frac{5}{2} \nabla \cdot (kn_e \mathbf{v}_e T_e) + \nabla \cdot \mathbf{Q} = -en_e \mathbf{v}_e \cdot \mathbf{E} + n_e P_{ext} - n_e \Pi \quad (\text{I.28})$$

avec :

- $\frac{3}{2} kn_e T_e = \frac{3}{2} p$ , la densité d'énergie thermique ( $J/m^3$ ).
- $\frac{5}{2} kn_e T_e \mathbf{v}_e$ , le flux d'énergie thermique ( $W/m^2$ ).
- $\mathbf{Q}$ , le flux de chaleur ( $W/m^2$ )
- $P_{ext}$ , la puissance de chauffage fournie pour chaque électron ( $W$ ).

- $\Pi$  désigne la puissance perdue lors des phénomènes collisionnels (collisions élastiques, excitation, ionisation).

#### 1.2.1.4 Fonctions de distribution

Dans un plasma, les électrons sont généralement proches de l'équilibre thermodynamique à la température  $T_e$ , ce qui n'est pas le cas pour les ions et les espèces neutres. Si on reprend l'équation de Boltzmann (I.7) et qu'on suppose l'état stationnaire, uniforme et l'absence de gradient de vitesse, on peut écrire, à l'équilibre thermodynamique :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_c = 0 \quad (\text{I.29})$$

On montre [Lieberman 2005] que la solution de l'équation (I.29) est la fonction de distribution maxwellienne s'exprimant pour les électrons comme :

$$f_s(v) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) \quad (\text{I.30})$$

L'intégrale de cette fonction de distribution permet de remonter à la densité  $n_e$  :

$$n_e = \int_0^{\infty} f_s(v) dv \quad (\text{I.31})$$

La vitesse moyenne des particules est également définie par :

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{\infty} v f_s(v) dv}{n_e} = \sqrt{\frac{8k T_e}{\pi m_e}} \quad (\text{I.32})$$

En posant  $\epsilon = \frac{1}{2} m_e v^2$ , on peut reformuler cette fonction de distribution dans l'espace des énergies :

$$f_e(\epsilon) = \frac{n_e}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k T_e}\right) \quad (\text{I.33})$$

L'énergie moyenne est donnée par :

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon f_e(\epsilon) d\epsilon}{n_e} = \frac{3}{2} k T_e \quad (\text{I.34})$$

Enfin, la fonction de distribution en vitesse nous permet de connaître le flux de particules traversant un plan donné. Par exemple, on se place dans un système de coordonnées cartésien  $(x, y, z)$  et on calcule le flux d'électrons  $\Gamma_e$  traversant le plan  $(x, y)$  dans la direction des  $z$  positifs :

$$\Gamma_e = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \int_{y=-\infty}^{+\infty} \int_{z=0}^{+\infty} v_z f(v) dv_x dv_y dv_z \quad (\text{I.35})$$

Soit :

$$\Gamma_e = n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{1}{4} n_e \bar{v}_e \quad (I.36)$$

Il est important de noter que cette formulation n'est plus du tout valable pour les ions qui ne sont pas décrits par une fonction de distribution maxwellienne.

## I.2.2 Les gaines

Les plasmas étudiés en laboratoire sont générés dans des réacteurs fermés. Les espèces chargées sont créées en volume généralement au centre de l'enceinte, diffusent dans l'ensemble du volume, puis sont perdues aux parois. On considère que les ions sont simplement chargés et on pose  $m_e$  la masse de l'électron et  $M_i$  la masse de l'ion. Les flux d'électrons  $\Gamma_e$  et d'ions  $\Gamma_i$  perdus aux parois s'expriment à partir de l'équation de dérive-diffusion (I.13) comme :

$$\Gamma_e = \iint (-n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e) \cdot d\mathbf{S} \quad ; \quad \Gamma_i = \iint (n_e \mu_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_e) \cdot d\mathbf{S} \quad (I.37)$$

avec  $\mu_e$  et  $\mu_i$ , les mobilités électroniques et ioniques s'exprimant comme :

$$\mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{e-n}} \quad ; \quad \mu_i = \frac{e}{M_i \nu_{i-n}} \quad (I.38)$$

$\nu_{e-n}$  et  $\nu_{i-n}$  sont respectivement les fréquences de collision électron-neutre et ion-neutre.  $D_e$  et  $D_i$ , les coefficients de diffusion des électrons et des ions, s'expriment comme :

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{e-n}} \quad ; \quad D_i = \frac{kT_i}{M_i \nu_{i-n}} \quad (I.39)$$

Pour conserver la quasi-neutralité du plasma, il faut respecter  $\Gamma_e = \Gamma_i$ . Or, les électrons sont bien plus légers que les ions ( $m_e \ll M_i$ ) tandis que leur température est plus élevée ( $T_e \gg T_i$ ). On a donc  $\mu_e \gg \mu_i$  et  $D_e \gg D_i$ . Pour conserver l'égalité des flux, un champ électrique, orienté du centre de l'enceinte vers les parois repousse les électrons et accélère les ions vers les parois. Il apparaît une zone située entre le plasma et les parois où le champ électrique est très important et la condition de quasi-neutralité n'est plus respectée. Cette zone s'appelle gaine ou zone de charge d'espace. Son épaisseur est de l'ordre de la longueur de Debye définie par :

$$\lambda_{DE} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_e e^2}} \quad (I.40)$$

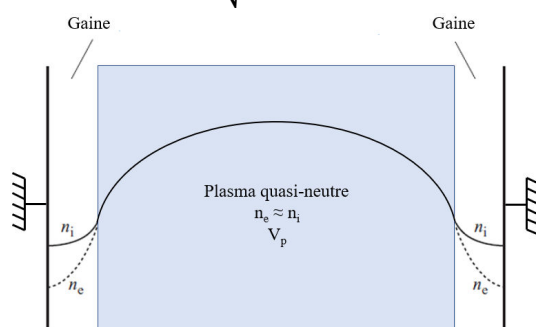


Figure I.4 - Représentation schématique du profil spatial de densité d'un plasma confiné dans un réacteur à la masse.

La Figure I.4 illustre ce phénomène de gaine et suppose les parois de l'enceinte métalliques et connectées à la masse. La présence d'un champ électrique dans la gaine est ici à l'origine d'une différence de potentiel entre le plasma et la masse, notée  $V_p$ , que l'on nomme potentiel plasma.

On peut démontrer [Lieberman 2005] que les ions sont accélérés à la vitesse de Bohm  $v_B$  au travers d'une chute de potentiel  $V_p - V_{gaine} = kT_e/2e$  dans une région appelée « pré-gaine » tandis que la densité décroît pour atteindre  $n_s$ , densité en lisière de gaine (Figure I.5).

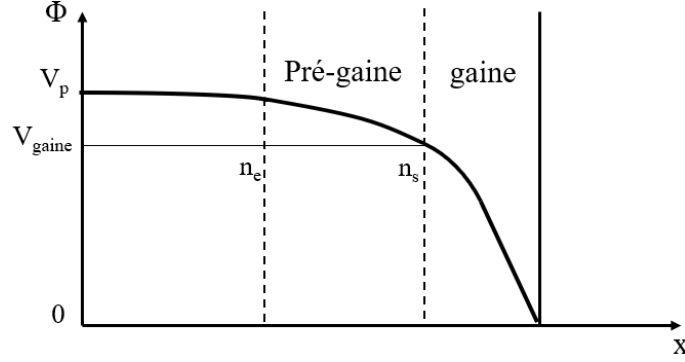


Figure I.5 - Illustration de la pré-gaine et de la chute de potentiel associée.

La vitesse de Bohm s'exprime comme :

$$v_B = \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \quad (\text{I.41})$$

Cette vitesse est d'autant plus grande que l'ion en question est léger, et que la température électronique est grande. Dans la suite du manuscrit, on notera  $h = n_s/n_e$ , le rapport entre la densité électronique en lisière de gaine et celle dans le plasma. Si on néglige les collisions électron-neutre et qu'on applique l'équation de Boltzmann,  $n_s$  s'exprime comme :

$$n_s = n_e \exp\left(\frac{e(V_p - V_{gaine})}{kT_e}\right) = \exp\left(\frac{1}{2}\right) n_e \quad (\text{I.42})$$

Ici, le facteur  $h$  est environ égal à 0.6. Si on prend en compte les collisions électron-neutre, cette valeur tend à diminuer.

### I.2.3 Lois d'échelle

Dans cette partie, nous décrivons un modèle général du plasma permettant d'avoir une information sur ses paramètres globaux ( $n_e$ ,  $T_e$ ) et leurs évolutions en fonction de la géométrie, de la pression, et du gaz utilisé. Ce modèle sera adapté dans les prochains chapitres aux différentes géométries et configurations rencontrées au cours de la thèse.

On suppose que la décharge a lieu dans un réacteur de volume  $V$ . Les applications numériques seront données pour l'argon et le xénon, gaz rares utilisés durant cette thèse. La puissance  $P_{abs}$  est couplée au plasma de façon uniforme dans ce volume.

Le modèle se base sur deux équations fluides dérivant de l'équation de Boltzmann :

- L'équation de continuité permet d'écrire le bilan de conservation des ions. On peut ensuite exprimer la température électronique en fonction de la pression et des dimensions du réacteur.
- L'équation de conservation de l'énergie permet d'écrire un bilan de puissance donnant accès à la densité électronique.

On considère dans ce problème que le plasma est constitué de neutres, d'électrons et d'ions positifs simplement chargés ( $n_i = n_e$ ). On suppose également que la densité électronique est uniforme dans le volume et que les électrons sont décrits par une fonction de distribution en énergie maxwellienne.

### 1.2.3.1 Bilan de conservation des ions

On reprend l'équation de conservation de continuité appliquée aux ions :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}) = K_{iz}(T_e)n_g n_e \quad (\text{I.43})$$

On se place dans l'état stationnaire ( $\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$ ) et on intègre l'équation (I.43) sur tout le volume  $V$  :

$$\int \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}) dV = \int K_{iz}(T_e)n_g n_e dV \quad (\text{I.44})$$

L'application du théorème d'Ostrogradski donne :

$$\oiint n_e \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} = K_{iz}n_g n_e V \quad (\text{I.45})$$

En posant  $\Gamma_i$  le flux d'ions perdus sur les parois du réacteur, on a :

$$\Gamma_i = K_{iz}n_g n_e V \quad (\text{I.46})$$

En lisière de gaine, les ions sont accélérés à la vitesse de Bohm  $v_B$  et sont collectés sur une surface effective, notée  $A_{eff}$ . Cette dernière tient compte de la chute de densité en lisière de gaine ( $A_{eff} = hA$  avec  $A$  la surface des parois du réacteur). Ainsi,  $\Gamma_i = n_e A_{eff} u_B$

L'équation de conservation des ions s'écrit alors :

$$K_{iz}n_g n_e V = n_e A_{eff} u_B \quad (\text{I.47})$$

$K_{iz}(T_e)$  est le produit de la section efficace d'ionisation  $\sigma_{iz}$  avec la vitesse moyenne des électrons  $\bar{v}$ . A partir des données de section efficace disponibles sur BOLSIG+ [Hagelaar 2005], il est possible de faire une interpolation en  $\alpha T e^\beta \exp\left(\frac{\gamma}{T_e}\right)$  de  $K_{iz}$ . On obtient pour l'argon et le xénon les taux d'ionisation suivants :

$$K_{iz}^{Ar}(T_e) = 2.34 \times 10^{-14} T_{e(eV)}^{0.59} \exp\left(\frac{-17.44}{T_{e(eV)}}\right) \quad (\text{I.48})$$

$$K_{Ar}^{Xe}(T_e) = 7.38 \times 10^{-14} T_{e(eV)}^{0.33} \exp\left(\frac{-14.36}{T_{e(eV)}}\right) \quad (I.49)$$

avec  $T_{e(eV)} = kT_e/e$ , la température électronique exprimée en électrons-volts. On pose  $d_{eff}$ , distance effective du plasma, telle que :

$$d_{eff} = V/A_{eff} \quad (I.50)$$

La distance  $d_{eff}$  traduit directement le rapport *VolumelSurface* ( $V/S$ ) du réacteur. Un rapport  $V/S$  faible implique des pertes aux parois importantes. En reprenant l'équation (I.45), on peut relier la température électronique à  $d_{eff}$  et à la densité de gaz (donc à la pression) par la relation :

$$\frac{K_{iz}(T_e)}{v_B(T_e)} = \frac{1}{n_g d_{eff}} \quad (I.51)$$

La Figure I.6 représente l'évolution de la température électronique en fonction du produit  $n_g d_{eff}$ . On remarque que la température électronique s'ajuste pour que le terme d'ionisation contrebalance les pertes. Ainsi, la température augmente lorsque le rapport  $V/S$  diminue, ce qui traduit une augmentation des pertes. On constate également que la température électronique augmente lorsque la pression diminue. Les collisions électron-neutre ionisantes étant moins nombreuses, le taux d'ionisation  $K_{iz}$  doit augmenter pour maintenir la décharge. Enfin, l'utilisation du xénon par rapport à l'argon permet de limiter  $T_e$ . D'une part, pour un même  $T_e$ , la vitesse de Bohm des ions de xénon est plus petite ( $M_{i-Xe} \approx 3M_{i-Ar}$ ), ce qui traduit une diminution des pertes aux parois. D'autre part, la surface efficace d'ionisation  $\sigma_{iz}$  est plus grande ( $K_{iz} = \bar{v}_e \sigma_{iz}$ ), ce qui traduit une ionisation plus efficace.

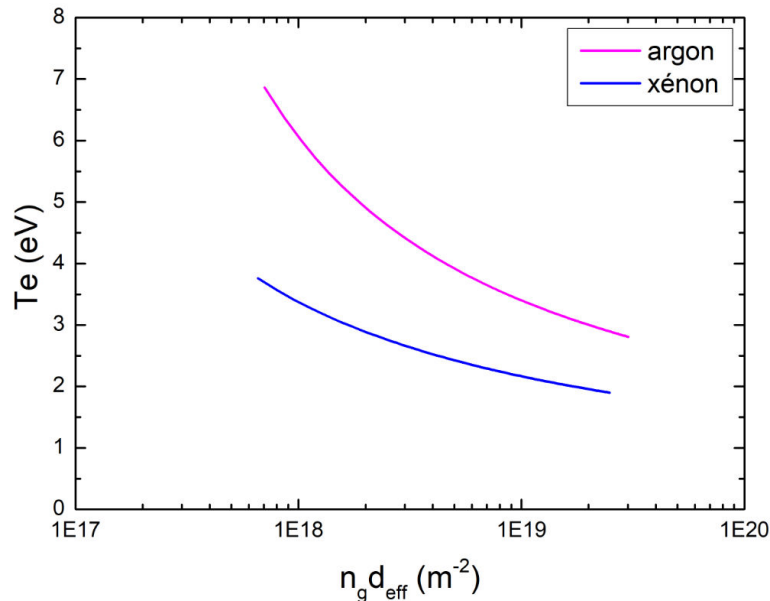


Figure I.6 - Evolution de la température électronique en fonction du produit de la densité de gaz par la distance effective  $d_{eff}$  en argon et en xénon.



### 1.2.3.2 Bilan d'énergie

Le bilan d'énergie repose sur l'équation de l'énergie pour les électrons (équation (I.28)). On considère l'état stationnaire ( $\frac{3}{2} \frac{\partial k n_e T_e}{\partial t} = 0$ ) et on suppose que le système est adiabatique ( $Q = 0$ ). En intégrant l'équation (I.28) sur le domaine  $V$ , on obtient :

$$\int \frac{5}{2} \nabla \cdot (k n_e \mathbf{v}_e T_e) dV = \int n_e P_{ext} dV - \int n_e \Pi dV \quad (I.52)$$

soit :

$$\oint \frac{5}{2} k T_e n_e \mathbf{v}_e \cdot \mathbf{dS} = \int n_e P_{ext} dV - \int n_e n_g K_{iz} E_c dV \quad (I.53)$$

Le terme de gauche correspond à l'énergie cinétique perdue par les électrons  $E_e$  et les ions  $E_i$  lors d'une collision avec les parois du réacteur. Le terme de droite ( $\int n_e \Pi dV$ ) est l'énergie  $E_c$  dépensée pour la création d'une paire électron-ion (ionisation, collisions élastiques et excitation).

L'équation (I.51) donne  $K_{iz} n_g = A_{eff} v_B / V$ . A partir de l'équation (I.52), on peut donc écrire le bilan de puissance en gardant  $A_{eff}$ , la surface de perte, et  $v_B$ , la vitesse des ions en lisière de gaine :

$$P_{abs} = A_{eff} n_e v_B e (E_c + E_i + E_e) = A_{eff} n_e v_B e E_t \quad (I.54)$$

Les énergies  $E_c$ ,  $E_i$  et  $E_e$  sont déterminées de la manière suivante :

- Le produit du taux d'ionisation  $K_{iz}$  par l'énergie  $E_c$  est égal à la somme des énergies perdues par un électron lors d'une ionisation  $E_{iz}$ , lors d'une excitation  $E_{ex}$ , et lors d'une collision élastique  $E_{el}$ , multipliées par les taux de réactions respectifs ( $K_{iz}$ ,  $K_{ex}$  et  $K_{el}$ ). L'équation bilan s'écrit [Lieberman 2005] :

$$K_{iz} E_c = K_{iz} E_{iz} + K_{ex} E_{ex} + K_{el} E_{el} \quad (I.55)$$

avec :

$$E_{el} = \frac{3m_e}{M_i} T_{e(eV)} \quad (I.56)$$

Les taux  $K_{ex}$  et  $K_{el}$  sont déterminés en argon et en xénon à partir des sections efficaces  $\sigma_{ex}$  et  $\sigma_{el}$  données par BOLSIG+. Après interpolation, on obtient, en argon et en xénon, les expressions suivantes pour  $K_{ex}$  :

$$K_{ex}^{Ar}(T_e) = 2.48 \times 10^{-14} T_{e(eV)}^{0.33} \exp\left(\frac{-12.78}{T_{e(eV)}}\right) \quad (I.57)$$

$$K_{ex}^{Xe}(T_e) = 3.35 \times 10^{-14} T_{e(eV)}^{-0.179} \exp\left(\frac{-10.96}{T_{e(eV)}}\right) \quad (I.58)$$

Les expressions pour  $K_{el}$  sont données par :

$$K_{el}^{Ar}(T_e) = 2.34 \times 10^{-14} T_{e(eV)}^{1.61} \exp(0.06(\ln(T_{e(eV)}))^2 - 0.12 \ln(T_{e(eV)}))^3 \quad (I.59)$$

$$K_{el}^{Xe}(T_e) = 6.00 \times 10^{-14} T_{e(eV)}^{1.84} \exp(-0.70(\ln(T_{e(eV)}))^2 + 0.07 \ln(T_{e(eV)}))^3 \quad (I.60)$$

Enfin, les énergies  $E_{iz}$  et  $E_{ex}$  sont données par BOLSIG+ et résumées dans le Tableau I.2.

	Argon	Xénon
$E_{iz}$	15.76 eV	12.12 eV
$E_{ex}$	11.50 eV	9.69 eV

Tableau I.2 - Energies de première ionisation et d'excitation en argon et en xénon.

- L'énergie cinétique de l'électron perdu à la paroi, en supposant une distribution maxwellienne des électrons, est donnée par  $E_e(T_e) = 2T_{e(eV)}$  [Lieberman 2005].
- L'énergie cinétique de l'ion perdu à la paroi est la somme de l'énergie en entrée de gaine  $T_{e(eV)}/2$  et de la différence de potentiel  $\bar{V}_s$  entre la lisière de gaine et la paroi.  $E_i(T_e)$  s'exprime de la manière suivante [Lieberman 2005] :

$$E_i(T_e) = \frac{T_{e(eV)}}{2} + \bar{V}_s = \frac{T_{e(eV)}}{2} \left( 1 + \ln\left(\frac{M_i}{2\pi m_e}\right) \right) \quad (I.61)$$

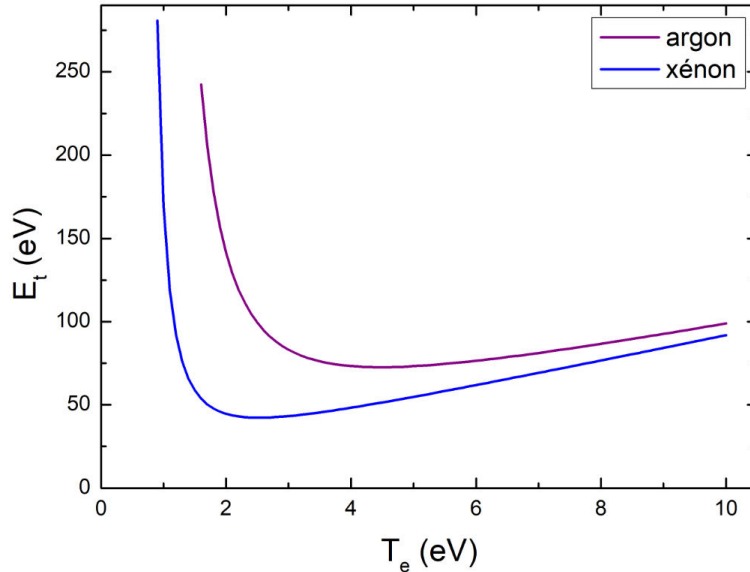


Figure I.7 - Evolution de l'énergie  $E_t$  en fonction de la température électronique en argon et en xénon.

La Figure I.7 présente l'évolution de l'énergie totale  $E_t = E_c + E_e + E_i$  en fonction de la température électronique. Cette évolution suit deux phases. L'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-ion chute fortement lorsque  $T_e$  augmente, jusqu'à 3 eV. En effet, l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-ion diminue en présence d'électrons chauds. Or, à ce niveau de température, l'énergie cinétique des espèces chargées ( $E_e + E_i$ ) est faible et  $E_c$  dicte l'évolution de  $E_t$ . Au contraire, lorsque  $T_e$  devient grand ( $> 4$  eV en argon,  $> 3$  eV en xénon), l'énergie cinétique des ions perdus aux parois  $E_i$  devient

prépondérante devant  $E_c$ . Après le passage par un minimum, on observe ainsi une augmentation linéaire de  $E_t$  pour les fortes températures.

La nature du gaz influe également sur l'énergie  $E_t$ . Du fait de la section efficace d'ionisation  $\sigma_{iz}$  plus grande en xénon, l'énergie  $E_c$  est plus petite. Ainsi à  $T_e = 2 \text{ eV}$ , l'énergie  $E_t$  est égale à 50 eV en xénon, mais dépasse 100 eV en argon. Cependant, l'écart de performance entre les deux gaz diminue lorsque la température augmente. Du fait de la masse des ions de xénon, l'énergie cinétique des ions de xénon perdus aux parois est plus élevée.

### I.3 Les propulseurs électriques : principe et fonctionnement

Le fonctionnement d'un propulseur électrique peut être schématiquement décrit par trois étapes successives. Un gaz ou ergol est injecté et ionisé dans une chambre spécifique. Cet étage d'ionisation doit être le plus efficace possible de sorte à ioniser la totalité du débit de gaz injecté. Les ions créés sont ensuite accélérés grâce à l'application d'un champ électrique. Enfin, une cathode externe émet des électrons neutralisant les ions accélérés afin qu'ils puissent être extraits du propulseur. En outre, dans le propulseur de Hall décrit dans cette section, une partie des électrons émis par cette cathode participent également à l'ionisation du gaz.

Les gaz ionisés utilisés en propulsion électrique sont le plus souvent des gaz nobles. Ils sont inertes chimiquement et, contrairement aux gaz moléculaires, ne nécessitent pas d'énergie supplémentaire pour la dissociation. Parmi les gaz nobles, on distingue le xénon car il a une masse atomique élevée et une faible énergie d'ionisation (cf. Tableau I.3). Le radon est un gaz rare radioactif de masse supérieure au xénon mais son isotope le plus stable a une demi-vie de seulement 4 jours ce qui nuit à son utilisation. Certains métaux lourds (Mercure, Césium) ont été employés en propulsion électrique [Sovey 2001] pour leur masse importante et leur énergie d'ionisation très faible mais furent abandonnés en raison de leur toxicité et de leur nature corrosive.

Elément	Masse atomique	Energie de première ionisation (eV)	Energie de seconde ionisation (eV)
Césium	132.9	3.89	23.16
Mercure	200.6	10.44	18.76
Argon	39.9	15.76	27.63
Krypton	83.8	14.00	24.36
Xénon	131.3	12.13	21.21

Tableau I.3 - Caractéristiques (masse atomique, énergie de première et deuxième ionisation) pour différents ergols.

Deux familles de propulseurs se sont imposées par leurs performances et leur efficacité énergétique : les propulseurs dits « à grilles » et les propulseurs de Hall. Ces deux propulseurs sont décrits dans les sections suivantes.

#### I.3.1 Les propulseurs à grilles

Ce type de propulseur appelé couramment « propulseur ionique » ou « propulseur électrostatique » a été mis au point par la NASA dans les années 1960 pour une première

mission de test menée en 1964 [Sovey 1999]. Les ions sont créés dans une chambre spécifique, puis accélérés par le champ électrostatique imposé par une succession de grilles polarisées.

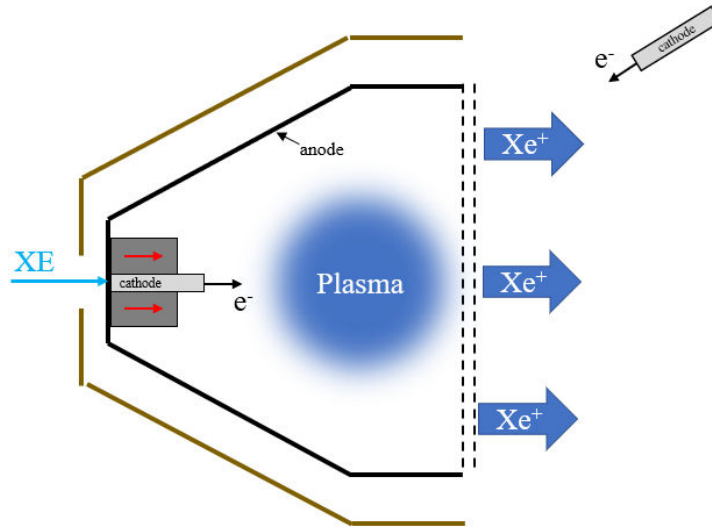


Figure I.8 - Représentation schématique d'un propulseur à grille.

L'ionisation du gaz est le plus souvent assurée par la différence de potentiel entre une cathode creuse émettrice placée au fond de la chambre et l'anode, constituée des parois métalliques de l'enceinte. Une deuxième cathode émettrice, située à l'extérieur du propulseur permet de neutraliser le flux d'ions afin de permettre leur extraction et d'éviter de charger le corps métallique du satellite.

Dans ce type de propulseur, l'extraction des ions est limitée par l'épaisseur de la gaine (ou zone de charge d'espace) développée entre deux grilles polarisées. Si on pose  $V$  et  $d$ , la différence de potentiel et la distance entre deux grilles,  $A_g$  la surface d'extraction, et  $M_i$  la masse de l'ion, le courant maximum extrait suit la loi de Child-Langmuir [Child 1911] :

$$I_{max} = A_g \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (I.62)$$

En reprenant l'expression de la poussée  $T = \dot{m}v_e$  avec  $\dot{m} = IM_i/e$  et  $v_e = \sqrt{2eV/M_i}$ , on peut exprimer la poussée maximale  $T_{max}$  comme suit :

$$T_{max} = \frac{8\epsilon_0 A_g}{9} \left(\frac{V}{d}\right)^2 \quad (I.63)$$

En pratique, on peut donc augmenter la poussée délivrée en augmentant  $V$ , en rapprochant les grilles, ou bien en augmentant la surface d'extraction. Cependant, on se heurte rapidement à des limitations concernant la tension appliquée (risque de claquage entre les deux grilles) ou à des problématiques liées à l'encombrement du propulseur. Ainsi, certains prototypes de forte puissance ont eu recours à des grilles d'un mètre de diamètre.

L'utilisation de grilles polarisées entraîne également une limitation de la durée de vie du propulseur ionique. En effet, la pulvérisation d'ions hautement énergiques entraîne une érosion importante des grilles. Après plusieurs milliers d'heures de fonctionnement, les perforations des grilles sont sensiblement déformées (phénomène visible sur Figure I.9) et l'état de surface fortement modifié, affectant les performances du propulseur.

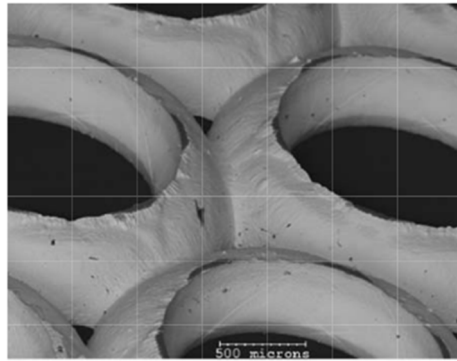


Figure I.9 - Erosion d'une grille du propulseur NSTAR observée au MEB après 30000 heures de fonctionnement (crédit image : NASA).

On peut donc conclure sur le fait que l'utilisation de grilles altère grandement les performances de ce propulseur. S'affranchir de ces grilles nécessiterait que le champ électrique soit fort dans le plasma, ce qui est a priori impossible étant donné qu'il s'agit d'un milieu très conducteur. Le propulseur de Hall, présenté dans la partie suivante, résout ce problème grâce à l'application d'un champ magnétique statique permettant de modifier le transport des électrons et les propriétés électriques du plasma.

### I.3.2 Les propulseurs de Hall

Le propulseur de Hall représenté sur la Figure I.10 constitue le concept sur lequel se base cette étude. Contrairement au propulseur ionique décrit ci-dessus, les ions ne sont plus accélérés au travers d'une grille polarisée mais au travers d'une chute de potentiel induite par une barrière magnétique. Ce propulseur n'est donc plus sujet à la limitation de courant imposée par la loi de Child-Langmuir.

La chambre d'ionisation est constituée d'un canal de longueur  $L$  et de largeur  $H$  formé par deux cylindres concentriques en céramique. Les céramiques les plus souvent utilisées sont en nitrure de bore (BN ou BN-SiO<sub>2</sub>) en raison de leur dureté, leur résistance à l'impact des ions et leur faible taux d'émission électronique secondaire [Goebel 2008]. En laboratoire, l'alumine (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) est parfois employée, car moins coûteuse, mais ce matériau est davantage sujet à de l'émission électronique secondaire. Une différence de potentiel comprise entre 150 et 500 V est appliquée entre l'anode placée au fond du canal et une cathode externe. De type « creuse » ou à « filament », cette dernière joue également le rôle de canon à électrons. Une partie des électrons émis rejoignent l'anode après avoir ionisé le gaz tandis que l'autre partie assurent la neutralisation de la plume d'ions. L'injection des gaz (typiquement 5 mg/s de xénon pour un propulseur de 1 kW) se fait au niveau de l'anode, située au fond du canal. On utilise fréquemment une « douche » constituée de céramique poreuse de sorte à homogénéiser la pression de gaz dans le propulseur. Un champ magnétique radial (direction  $\mathbf{u}_r$ ) d'intensité

maximale de l'ordre de 200 G est appliqué en sortie du canal grâce à un circuit magnétique le plus souvent constitué de fer doux et de bobines.

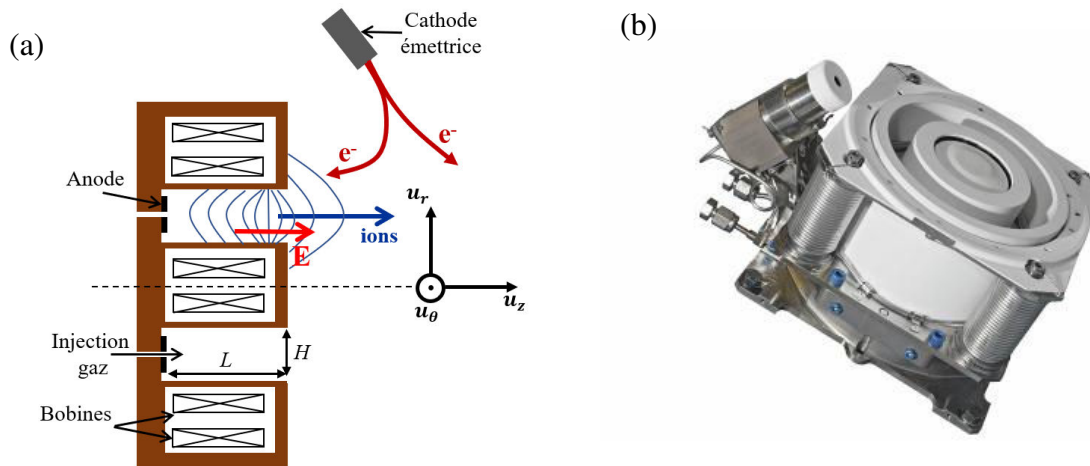


Figure I.10 - (a) Schéma en coupe du propulseur de Hall ; (b) photographie du propulseur PPS 1350 (Crédit image : Safran).

Le champ magnétique appliqué a un rôle clé dans la physique du propulseur de Hall et il s'agit maintenant de décrire son action sur les espèces chargées et sur l'apparition d'un champ électrique dans le plasma.

### 1.3.2.1 Rôle du champ magnétique dans le propulseur de Hall

Dans cette partie, on s'appuiera sur les équations développées dans la partie I.2.1.2.2. On se place dans un repère cylindrique  $(\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\theta, \mathbf{u}_z)$  particulièrement adapté à la géométrie axisymétrique du propulseur de Hall (Figure I.10-a). On considère le champ électrique appliqué  $\mathbf{E}$  selon la direction axiale  $\mathbf{u}_z$  et le champ magnétique  $\mathbf{B}$  dans la direction radiale  $\mathbf{u}_r$ .

Dans un propulseur de Hall classique de type PPS 1350, le champ magnétique maximal au niveau de la barrière magnétique atteint environ 200 G. Les ions sont accélérés par un potentiel d'environ 300 V, et ont une vitesse d'extraction moyenne de 17 km/s. Si on reprend l'équation (I.20), on trouve un rayon de Larmor moyen pour des ions de xénon supérieur à 1 mètre, soit plus grand que les dimensions du canal du propulseur. On considérera donc dans ce contexte que les ions ne sont pas magnétisés.

En revanche, si on considère les électrons de masse  $m_e$  beaucoup plus faible et de vitesse moyenne  $\bar{v}_e = \sqrt{8kT_e/m_e}$  ( $T_e \approx 20$  eV dans un propulseur de Hall), le rayon de Larmor est de l'ordre du millimètre. Le champ magnétique joue donc ici un rôle fondamental dans la physique du transport des électrons.

On pose  $h_e = \omega_{ce}/\nu_{e-n}$  le paramètre de Hall pour les électrons avec  $\omega_{ce}$ , la pulsation cyclotron électronique. Si on reprend les différentes composantes de la mobilité issues de l'équation de dérive-diffusion en milieu magnétisé (équation (I.21)), on peut écrire, pour les électrons :

$$\mu_r = \frac{-e}{m\nu_{e-n}} ; \mu_z = \frac{1}{1+h_e^2}\mu_r ; \mu_\theta \approx \frac{h_e}{1+h_e^2}\mu_r \quad (\text{I.64})$$

Dans le canal d'accélération d'un propulseur de Hall, le gaz étant presque totalement ionisé, il y a peu de collisions électron-neutre ( $\omega_{ce} \gg \nu_{e-n}$ ). Le paramètre de Hall  $h_e$  est pris tel que  $h_e \gg 1$  et on peut réécrire les coefficients  $\mu_z$  et  $\mu_\theta$  de la mobilité comme :

$$\mu_z \propto \frac{\mu_r}{B^2} \quad \text{et} \quad \mu_\theta \propto \frac{\mu_r}{B} \quad (I.65)$$

Ainsi, dans un propulseur de Hall, les électrons émis par la cathode sont piégés par la barrière magnétique radiale (mobilité axiale  $\mu_z$ ) et voient leur conductivité axiale chuter. Si on considère la loi d'Ohm locale  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ , une chute de la conductivité  $\sigma$  entraîne l'apparition d'un champ électrique localisé au niveau du plan de sortie. En présence d'un champ  $\mathbf{E}$  longitudinal et d'un champ  $\mathbf{B}$  radial, les électrons acquièrent une mobilité importante dans la direction  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  azimuthale (direction  $\mathbf{u}_\theta$ ), générant un courant important appelé *courant de Hall*. Ce courant de Hall, couplé à un temps de résidence important lié au confinement magnétique longitudinal, permet aux électrons d'ioniser efficacement les atomes de gaz et ce, à basse pression (typiquement quelques mTorr). Ces phénomènes physiques sont illustrés au travers de la Figure I.11. Le terme source des ions est situé à 1 cm environ du plan de sortie. Les ions créés sont soumis au champ électrique imposé et sont accélérés. Ils sont extraits du propulseur et neutralisés par une partie du courant électronique émis par la cathode.

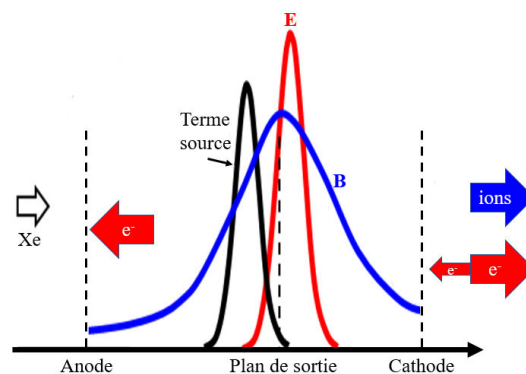


Figure I.11 - Représentation des distributions axiales (le long du canal) du champ magnétique, du champ électrique, et du taux d'ionisation.

### 1.3.2.2 Grandeurs caractéristiques

Dans cette partie, nous considérons le régime de fonctionnement nominal d'un propulseur de Hall classique, le SPT100m de Fasel [Mitrofanova 2011], duquel dérive le PPS 1350 de la Snecma illustré sur la Figure I.10-b. Les grandeurs caractéristiques de ce propulseur sont résumées dans le Tableau I.4.

Courant de décharge $I_D$	4.5 A
Tension entre cathode et anode $V_D$	300 V
Puissance électrique $P_D$	1350 W
Débit total de xénon injecté $\dot{m}_t$	5.3 mg/s
ISP	1734 s

Tableau I.4 - Grandeurs caractéristiques du propulseur SPT-100m [Mitrofanova 2011].

Le canal, d'une longueur  $L = 2.5 \text{ cm}$  est constitué de deux cylindres concentriques de rayons  $R_1 = 3.5 \text{ cm}$  et  $R_2 = 5 \text{ cm}$ . La surface d'extraction  $A_{ext} = \pi(R_2^2 - R_1^2)$  est égale à environ  $40 \text{ cm}^2$ . Le flux total de xénon injecté  $\dot{m}_t$  est la somme du flux injecté dans le canal  $\dot{m}_a$  et du flux, plus faible, injecté dans la cathode  $\dot{m}_c$ . La vitesse d'extraction des ions  $v_e$  est obtenue à partir de l'ISP :  $v_e = IPSg_0 \approx 17 \text{ km/s}$ . Considérant tout le flux de xénon ionisé, la poussée s'exprime comme  $T = \dot{m}_t v_e \approx 90 \text{ mN}$ .

La courant d'ions extrait s'écrit  $I_i = e\dot{m}_t/M_i \approx 3.9 \text{ A}$ . On en déduit le courant d'électrons entrant le canal  $I_e \approx 0.6 \text{ A}$  et la densité de courant de décharge  $j_D = I_D/A_{ext} \approx 0.1 \text{ A/cm}^2$ .

Un premier moyen de quantifier l'efficacité d'un propulseur est de comparer la puissance électrique développée  $P_D$  avec la puissance mécanique obtenue  $P_T$ . On définit ainsi l'efficacité de poussée  $\eta_T$  comme :

$$\eta_T = \frac{P_T}{P_D} \quad (\text{I.66})$$

La puissance  $P_T$  s'exprime à partir de l'énergie cinétique des ions extraits :

$$P_T = \frac{1}{2} \dot{m}_t v_e^2 \quad (\text{I.67})$$

En posant  $T = \dot{m}_p v_e$ , l'efficacité  $\eta_T$  s'écrit maintenant :

$$\eta_T = \frac{T^2}{2\dot{m}_t P_D} \quad (\text{I.68})$$

L'application numérique utilisant les données du SPT-100 donne une efficacité de poussée légèrement supérieure à 55 %.

On peut également définir l'efficacité comme le coût de production d'une paire électron-ion que l'on exprime en  $W/A$  ou en  $eV/ion$  et qui est donnée par :

$$\eta_i = \frac{P_d(1 - \eta_c \eta_v)}{I_i} \quad (\text{I.69})$$

avec  $\eta_c = I_i/I_D \approx 0.87$ , la fraction du courant de décharge correspondant aux ions extraits et  $\eta_v = V_i/V_D \approx 0.95$ , la fraction de la tension de décharge correspondant à l'accélération des ions. Dans le cas du SPT-100m,  $\eta_i \approx 60 \text{ eV/ion}$ . Cette valeur est à comparer à l'énergie  $E_t$  calculée dans le modèle global décrit dans la partie I.2.3. En xénon, en prenant  $T_e = 20 \text{ eV}$ , on obtient  $E_t \approx 170 \text{ eV}$ . Cela démontre l'efficacité énergétique de la source d'ionisation que constitue le propulseur de Hall.

### 1.3.2.3 Limitations

Le propulseur de Hall a été mis au point dès les années 60 en Union Soviétique [Morozov 2003]. Cependant, encore aujourd'hui, certains phénomènes observés expérimentalement ne sont pas complètement compris.



### 1.3.2.3.1 Lois d'échelle

On constate que l'ensemble des propulseurs de Hall construits jusqu'à aujourd'hui sont dimensionnés selon des lois d'échelle [Dannenmayer 2011]. En effet, la taille d'un propulseur augmente avec la puissance  $P_D$ . Si on pose  $D = R_1 + R_2$  le diamètre moyen du canal du propulseur, on constate (Figure I.12-a) que la poussée délivrée est proportionnelle au produit  $HD$  (ou à  $D^2$ ). De plus, les propulseurs de Hall, quelle que soit leur puissance, conservent toujours le même rapport de forme ( $D/H$ ) (Figure I.12-b).

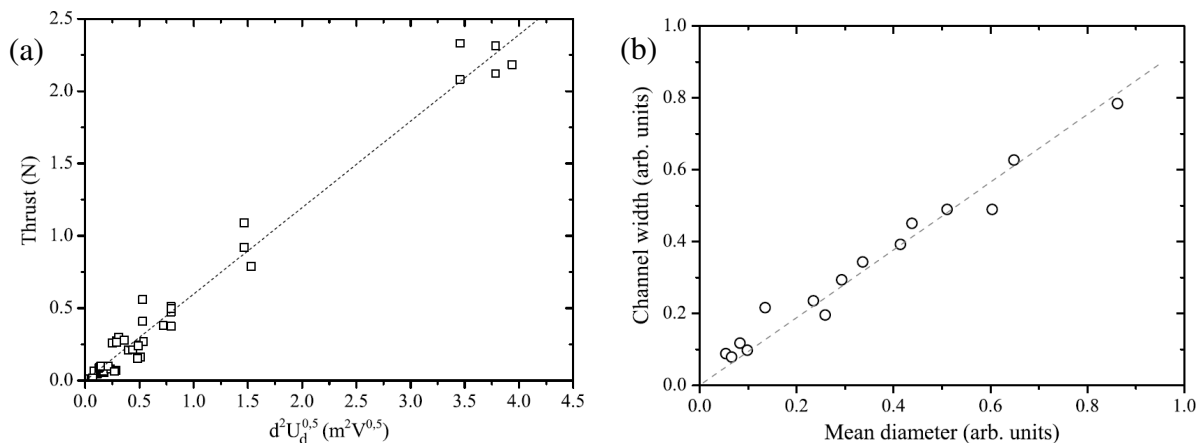


Figure I.12 - Analyse des différents propulseurs de Hall existants montrant (a) que la poussée est proportionnelle au produit  $D^2 V_D^{0.5}$  ( $V_D$  constant) et (b) que le rapport de forme est constant [Dannenmayer 2011].

En outre, on remarque que tous les propulseurs de Hall, indépendamment de leur dimension ou de leur puissance ont un point de fonctionnement nominal correspondant à une densité de courant extrait de  $0.1 \text{ A/cm}^2$  [Goebel 2008], dont l'origine n'est pas comprise. On constate expérimentalement que s'éloigner de ce point de fonctionnement (appliquer une tension supérieure à  $300 \text{ V}$  par exemple) conduit à des fluctuations importantes et à une chute de l'efficacité [Gascon 2003]. Au vu de ces éléments (densité de courant fixée et rapport d'aspect constant), il s'avère que la poussée délivrée par un propulseur de Hall est régie par ses dimensions. Il s'agit d'une problématique déjà rencontrée sur les propulseurs à grille.

### 1.3.2.3.2 Instabilités

De nombreuses instabilités ont été observées pour des fréquences variant de  $1 \text{ kHz}$  à la dizaine de  $\text{MHz}$  [Choueiri 2001]. On en distingue 4 catégories observées à la fois expérimentalement et à travers les modélisations :

- Des oscillations azimutales (direction  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ) de l'ordre du  $\text{kHz}$  appelées « *rotating spokes* » [McDonald 2011] [Ellison 2012].
- Des oscillations axiales basse fréquence ( $10\text{-}20 \text{ kHz}$ ) appelées « *plasma breathing* » [Boeuf 1998]. Il s'agit d'oscillations engendrées par la déplétion périodique des neutres dans la région de fort champ magnétique.
- Des oscillations du temps de transit des ions dans la direction axiale ( $100\text{-}500 \text{ kHz}$ ) [Barral 2005].
- Des oscillations haute fréquence azimutales ( $1\text{-}10 \text{ MHz}$ ) du courant de Hall électronique appelées *Electron Drift Instabilities* (EDI) [Boeuf 2018].

### 1.3.2.3.3 Transport anormal

Nous pouvons voir au travers de l'équation (I.65) que la mobilité des électrons dans la direction axiale du propulseur (c'est-à-dire perpendiculaire aux lignes de champ magnétique) est à la fois proportionnelle à  $1/B^2$  et à la fréquence de collision  $\nu_{e-n}$ . Ainsi, en absence de collision (gaz totalement ionisé), la conductivité axiale des électrons devrait être très faible. On constate cependant [Boeuf 2017] que les électrons ne sont pas parfaitement piégés par le champ magnétique : on appelle ce phénomène le transport anormal. On remarque notamment que les turbulences, certaines instabilités décrites ci-dessus impliquant une fluctuation azimutale de  $n_e$  (*rotating spokes*, EDI), ainsi que les interactions avec les parois [Garrigues 2006] nuisent au confinement des électrons. Dans les modèles, on ajuste le coefficient de mobilité anormale de la façon suivante :

$$\mu_{a\perp} = \mu_{\perp} + \alpha \frac{\nu_{ref}}{\omega_{ce}} \frac{1}{B} + \frac{\beta}{16B} \quad (I.70)$$

avec  $\nu_{ref}$  pris arbitrairement égal à  $10^7 \text{ s}^{-1}$ . Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  sont déterminés empiriquement de sorte que les paramètres calculés se rapprochent au mieux des données expérimentales [Hagelaar 2003].

## I.4 Le concept de propulseur de Hall double étage

Dans la partie I.1, nous avons défini les deux grandeurs qui caractérisent les performances d'un propulseur : l'ISP et la poussée. En propulsion électrique, l'ISP, proportionnelle à la vitesse d'extraction, est contrôlée par le champ électrique appliqué dans la région d'accélération tandis que la poussée fait intervenir le débit massique d'ions, c'est-à-dire le degré d'ionisation du gaz. Sur un propulseur de Hall, le champ électrique régit à la fois l'accélération des ions et l'ionisation du gaz. Ces deux paramètres sont donc fortement couplés.

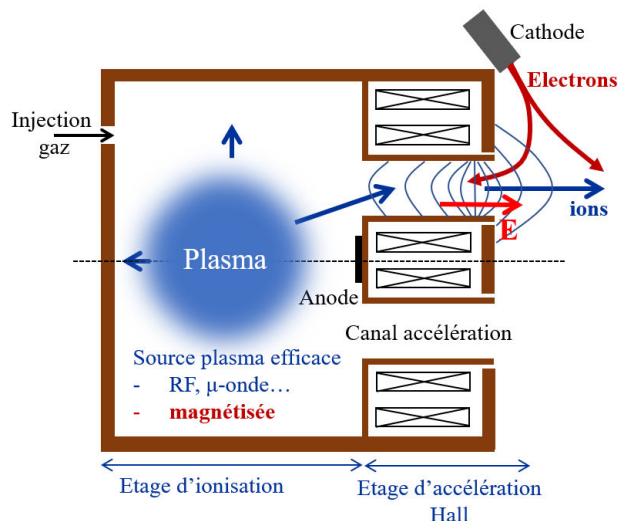


Figure I.13 - Schéma de principe du propulseur de Hall double étage.

Si on analyse les différents objectifs qui incombent aux propulseurs spatiaux, on se rend compte que les besoins ne sont pas toujours identiques. En début de mission, le satellite doit

rejoindre son orbite commerciale dans les plus brefs délais et doit donc fournir une poussée importante, même si c'est au prix d'une consommation importante d'ergol. Ensuite, durant sa phase d'exploitation, il s'agit de réaliser de petites corrections de trajectoire tout en minimisant la consommation pour prolonger la durée de vie du satellite. Dans l'optique du satellite dit « tout électrique », il est nécessaire de concevoir des systèmes versatiles qui peuvent s'adapter à tout type de mission.

On peut alors imaginer un autre type de propulseur de Hall où l'ionisation ne dépend plus uniquement des électrons émis par la cathode et piégés par la barrière magnétique, mais d'une source plasma indépendante placée en amont de la barrière magnétique et de la région d'accélération. La puissance déposée par la source dans le plasma pourrait alors être ajustée indépendamment de la différence de potentiel appliquée entre la cathode et l'anode. Cette configuration est appelée propulseur de Hall double étage que l'on abrégera par DSHT (pour *Double Stage Hall Thruster*). Ce concept est schématisé sur la Figure I.13.

Dans un DSHT idéal, le taux d'ionisation (la poussée) est uniquement contrôlé par le débit de gaz et la puissance déposée dans le premier étage tandis que la vitesse d'extraction (l'ISP) est ajustée par la différence de potentiel entre l'anode et la cathode.

Or on voit sur la Figure I.13 qu'une partie des électrons émis par la cathode entrent dans le canal et contribuent donc en partie à l'ionisation du gaz. Un découplage parfait entre ionisation et accélération des ions n'est donc pas possible. De plus, dans un propulseur de Hall fonctionnant à une tension de 300 V, l'ensemble du flux d'ions est ionisé dans le canal d'accélération. L'intérêt de rajouter une source d'ionisation en amont du canal est donc limité.

Cependant, en abaissant le potentiel appliqué, on pourrait minimiser la contribution des électrons cathodiques à l'ionisation. Certes, cela implique en contrepartie une diminution de l'impulsion spécifique. Néanmoins, cela rendrait pertinent l'utilisation de gaz nobles plus légers et moins coûteux tels que l'argon ou le krypton. En effet, pour atteindre la même impulsion spécifique, c'est-à-dire la même vitesse d'éjection, la tension devant être appliquée entre l'anode et la cathode sera plus faible.

Gaz	Tension nécessaire pour accélérer les ions à 20 km/s
Xénon	274 V
Krypton	176 V
Argon	83.6 V

**Tableau I.5 - Tension à appliquer pour extraire des ions simplement chargés à la vitesse de 20 km/s pour différents gaz nobles.**

Le Tableau I.5 montre que si l'ergol utilisé est l'argon, appliquer une tension de seulement 84 V est suffisant pour extraire les ions à une vitesse de 20 km/s. A cette tension, il est impossible d'ioniser le gaz dans un propulseur de Hall simple étage et l'utilisation d'une source plasma en amont devient pertinente.

## **I.5 Objectifs et déroulement de la thèse**

### **I.5.1 Point de départ et objectifs de la thèse**

Les propulseurs électriques se distinguent des propulseurs chimiques par leur impulsion spécifique élevée. Ils permettent ainsi de réduire la masse d'ergol à embarquer ce qui se traduit par une diminution du coût au lancement ou par la possibilité d'ajouter de la charge utile. Leur utilisation a cependant longtemps été limitée aux manœuvres légères de type « maintenance d'orbite », toujours en complément de la propulsion chimique. Les progrès techniques réalisés ces dernières années permettent de concevoir des propulseurs dans une gamme très large de puissance pour équiper aussi bien les nano-satellites que les satellites géostationnaires. Certains industriels ont aujourd'hui décidé de s'affranchir totalement de la propulsion chimique et conçoivent de nouvelles plateformes pour satellite « 100 % électrique »

On distingue principalement aujourd'hui deux catégories de propulseurs électriques : les propulseurs à grilles et les propulseurs de Hall. Ces derniers ont l'avantage de ne pas extraire les ions à travers une grille (meilleure durée de vie) et ne sont, de ce fait, pas sujets à la limitation de la densité de courant extrait à travers une grille polarisée. Cependant, dans les propulseurs de Hall, l'ionisation du gaz et l'accélération des ions sont contrôlées par le même champ électrique. Il est alors impossible de découpler la poussée délivrée (taux d'ionisation) et l'impulsion spécifique (vitesse d'extraction des ions).

Le concept de propulseur de Hall double étage consiste à séparer l'étage d'ionisation de la région d'accélération. Le découplage entre impulsion spécifique et poussée permet d'obtenir un système versatile, adaptable aux diverses missions que rencontre un satellite.

Ce concept rend également pertinent l'utilisation d'ergols alternatifs et moins coûteux que le xénon. Par exemple, l'utilisation de l'argon en lieu et place du xénon permet d'atteindre la même impulsion spécifique (vitesse des ions) en appliquant une tension accélératrice moins élevée. En contrepartie, le degré d'ionisation à travers la barrière magnétique serait moins important. La présence d'un étage d'ionisation pourrait alors compenser cette diminution du degré d'ionisation dans l'étage d'accélération.

Depuis les années 2000, de nombreux concepts de DSHT ont été testés. Ils n'ont cependant, pour la plupart, jamais atteint un niveau de performance satisfaisant. De plus, ces études se concentrent principalement sur les performances du propulseur en termes de poussée et de rendement. On ne trouve pas, dans la littérature, d'étude approfondie sur le concept même de propulseur de Hall double étage (découplage entre ionisation et accélération des ions).

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte, à savoir l'étude d'un nouveau concept de propulseur de Hall double étage. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un projet R&T CNES d'une durée de 3 ans en collaboration avec le laboratoire ICARE (Orléans). L'objectif de la thèse, et plus généralement de ce projet, est de démontrer expérimentalement la pertinence et la

faisabilité du concept de propulseur de Hall double étage. Ce projet peut être divisé en trois axes de travail :

- Améliorer notre compréhension physique des DSHT à travers notamment une étude bibliographique préalable au projet.
- Proposer un nouveau concept de DSHT [Dubois-Brevet] : il s'agit d'une part de concevoir le type de source plasma qui constituera le premier étage, et d'autre part de dimensionner un circuit magnétique permettant de réaliser le raccord entre la configuration magnétique de la chambre d'ionisation et la barrière d'accélération de Hall. La source inductive proposée sera caractérisée indépendamment du propulseur [Dubois 2018-b].
- Réaliser un prototype de laboratoire et le tester dans un caisson sous vide. En parallèle, simuler le fonctionnement du propulseur ID-HALL grâce à un modèle hybride 2D adapté (logiciel HALLIS [HALLIS]) [Dubois 2018-b].

### **I.5.2 Déroulement de la thèse**

Chronologiquement, le déroulement de cette thèse a suivi trois phases :

La première phase consiste en la proposition d'un nouveau concept de DSHT et à la réalisation d'un prototype de laboratoire. Il s'agit dans un premier temps d'identifier, grâce à une étude bibliographique, les différents critères à suivre permettant d'obtenir un DSHT efficace. Il s'en suit la conception d'un nouveau concept de DSHT : le propulseur ID-HALL. Celui-ci a la particularité de posséder une source plasma inductive et magnétisée. Un travail sur la configuration magnétique est mené, en collaboration avec l'équipe de recherche GREM3 du LAPLACE, pour permettre le bon raccordement magnétique entre les lignes de champ magnétique du premier étage et la barrière magnétique « de Hall ». Dans un deuxième temps, un prototype de laboratoire est construit en collaboration avec le service mécanique du laboratoire et différents prestataires extérieurs.

La deuxième partie de ce travail consiste en une caractérisation expérimentale de la source inductive du propulseur ID-HALL. Cette caractérisation constitue le cœur de ce travail de thèse. Grâce aux diagnostics développés durant la thèse, la source est caractérisée spatialement en densité et température électronique pour différentes conditions expérimentales (pression, champ magnétique, puissance, gaz). Cette étude permet également d'améliorer nos connaissances sur les sondes électrostatiques et sur les différentes informations qu'elles peuvent fournir en fonction des conditions expérimentales. La source inductive a également été optimisée tout au long de la thèse en vue notamment de maximiser le transfert de puissance vers le plasma. Cette optimisation a nécessité la construction d'une nouvelle boîte d'adaptation d'impédance.

Enfin, durant les derniers mois de thèse, le propulseur est installé dans un caisson sous vide et les premiers tests préliminaires sont réalisés. Il s'agit de mesures de la caractéristique courant-tension du propulseur et de l'énergie des ions extraits. Ces mesures sont réalisées en fonctionnement simple et double étage. Parallèlement à ces mesures, des simulations via un modèle hybride à 2 dimensions adapté au propulseur ID-HALL sont effectuées. Ces

différents travaux permettent de donner des pistes quant au fonctionnement double étage du propulseur et permettent de mieux guider le travail qui sera réalisé après cette thèse.

L'étude du propulseur ID-HALL est désormais reprise par Alexandre Guglielmi, qui a effectué son stage de master au laboratoire LAPLACE début 2017 et qui poursuit actuellement les travaux en tant que doctorant depuis Octobre 2017. Il est assisté, depuis Septembre 2018, par Álvaro Martín Ortega, étudiant en Post-Doc.



# Chapitre II : Conception d'un propulseur de Hall double étage

---

Ce deuxième chapitre présente les différentes étapes qui ont mené à la conception d'un propulseur de Hall double étage.

Dans un premier temps, on présente une étude bibliographique sur les différents concepts de DSHT étudiés par le passé. Ce travail permettra d'établir les différentes conditions à respecter pour réaliser un DSHT efficace.

Ensuite, un nouveau concept de DSHT est proposé, basé sur une source d'ionisation inductive et un confinement du plasma par cusps magnétiques. Ce concept a conduit à la réalisation d'un prototype de laboratoire, assemblé durant cette thèse. Des moyens expérimentaux ont été mis en œuvre en vue de sa caractérisation.

Enfin, un travail conséquent a été porté sur la réalisation de la source d'ionisation du propulseur. Ce chapitre présente ainsi les différentes optimisations mises en œuvre pour maximiser l'efficacité du transfert de puissance vers le plasma.

## Table des matières

II.1	Etat de l'art – Comprendre les raisons d'un échec .....	37
II.1.1	Concepts avec chambre d'ionisation séparée .....	37
II.1.1.1	Nasa 173-GT .....	37
II.1.1.2	Propulseur SPT-MAG .....	38
II.1.1.3	Propulseur de Hall ECR .....	39
II.1.1.4	Propulseur de Hall hélicon .....	40
II.1.2	Concepts avec chambre d'ionisation dans le canal .....	41
II.1.2.1	Propulseur de Hall CAMILA .....	41
II.1.2.2	Concept de DSHT proposé par Alcatel Alenia Space Italia.....	42
II.1.2.3	Propulseur de Hall micro-onde.....	43
II.2	Réaliser un propulseur de Hall double étage efficace .....	44
II.2.1	Une source de plasma efficace et adaptée : la source inductive.....	44
II.2.2	Rôle du champ magnétique sur le confinement du plasma .....	47
II.2.2.1	Confinement par cusps .....	47
II.2.2.2	Etude de l'influence des cusps sur les paramètres plasma .....	48



II.2.3	Positionnement de l'étage d'ionisation .....	51
II.3	Proposition d'un nouveau concept de DSHT : le propulseur ID-HALL.....	51
II.3.1	Source plasma inductive magnétisée.....	52
II.3.2	Dimensionnement du circuit magnétique.....	53
II.3.3	Design et géométrie.....	55
II.4	Réalisation du propulseur ID-HALL.....	56
II.4.1	Source plasma inductive.....	57
II.4.1.1	Géométrie et construction.....	57
II.4.1.2	Caractérisation électrique .....	58
II.4.2	Optimisation du couplage et réduction des pertes.....	59
II.4.2.1	Modèle électromagnétique de la décharge .....	59
II.4.2.2	Influence de la fréquence RF.....	63
II.4.2.3	Utilisation de ferrites dans le circuit magnétique .....	64
II.4.3	Alimentation de la source à 4 MHz.....	66
II.4.3.1	Boîte d'accord en L .....	66
II.4.3.2	Boîte d'accord à autotransformateur .....	67
II.4.3.2.1	Principe de fonctionnement.....	67
II.4.3.2.2	Optimisation et dimensionnement des composants.....	68
II.4.4	Anode .....	71
II.4.5	Cathode émettrice .....	71
II.4.6	Moyen d'essai.....	72
II.4	Conclusion du chapitre II .....	72

## II.1 Etat de l'art – Comprendre les raisons d'un échec

Le concept de propulseur de Hall double étage n'est pas une idée nouvelle. Depuis les années 2000, différents prototypes ont été proposés et testés. Néanmoins, aucun n'a montré de performances satisfaisantes, notamment dans le découplage entre ionisation et accélération des ions, caractéristique du DSHT idéal.

Chaque prototype de DSHT étudié peut s'assimiler à une source de plasma spécifique à laquelle est superposé un étage d'accélération à barrière magnétique classiquement rencontré dans un propulseur de Hall. Cependant les propulseurs qui sont décrits dans les deux sections suivantes peuvent se classer en deux catégories. On distingue donc les DSHT où l'étage d'ionisation est localisé dans une chambre séparée du canal d'accélération et les DSHT dont l'étage d'ionisation se trouve dans le canal d'extraction. Après avoir présenté divers prototypes de DSHT, nous discuterons des conditions nécessaires permettant d'obtenir un DSHT efficace. Les conclusions de cette étude nous amèneront à la proposition d'un nouveau concept présenté dans la section II.2.

### II.1.1 Concepts avec chambre d'ionisation séparée

De nombreuses sources plasma qui sont habituellement utilisées pour des applications autres que la propulsion ont été envisagées pour l'étage d'ionisation. Quatre d'entre elles sont présentées dans cette partie.

#### II.1.1.1 Nasa 173-GT

L'étage d'ionisation de ce propulseur, étudié par Peterson [Peterson 2004], se compose d'une cathode creuse émettrice d'électrons énergétiques de plusieurs dizaines d'eV dans une chambre « multicusps » (nous définirons les cusps dans la partie II.2.2.) permettant de limiter les pertes d'ions aux parois. Il s'agit d'une configuration similaire à celle rencontrée dans un propulseur à grille à l'exception de la grille d'extraction des ions remplacée ici par une barrière magnétique (Figure II.1).

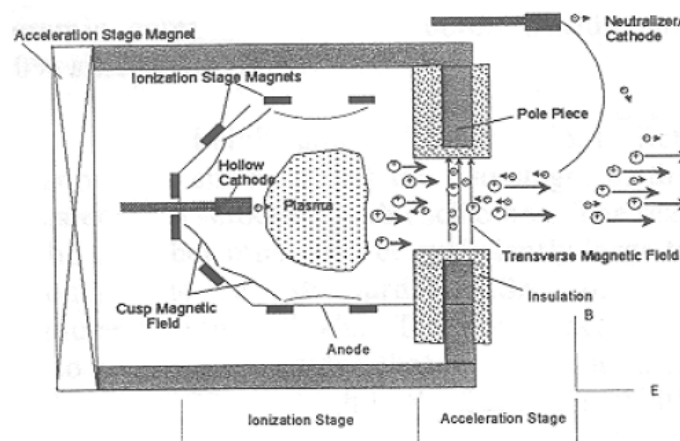


Figure II.1 - Schéma en coupe du Nasa 173-GT [Peterson 2004].

Les résultats rapportés dans la thèse de Peterson sont assez décevants puisque le fonctionnement en simple étage et en double étage ne montre pas réellement de différence.

L'efficacité  $\eta_T$  qui exprime le rapport entre la puissance délivrée par le moteur et la puissance électrique injectée est de seulement 30 % pour un débit de 5 mg/s de xénon (typiquement 50 - 60 % pour un propulseur de Hall). On peut penser que les ions créés dans la source ne sont pas efficacement guidés vers le canal d'accélération malgré le confinement magnétique. Enfin, la trajectoire des ions est mal maîtrisée car il a été mesuré une divergence de la plume atteignant 45°.

### II.1.1.2 Propulseur SPT-MAG

Ce DSHT, proposé par Morozov et Bugrova [Bugrova 2005], repose sur une configuration complexe de champ magnétique de type « Galathea » proposée par Morozov dans les années 90 [Morozov 1998]. Il est constitué d'une chambre d'ionisation comprenant une paroi anodique et une bobine torique centrale « Myxina » et d'un second étage d'accélération à barrière magnétique. Une différence de potentiel de quelques dizaines de volts est appliquée entre une électrode intermédiaire localisée dans le premier étage proche du canal d'accélération et l'anode principale placée sur la bobine Myxina et sur la paroi de la chambre. Cette électrode, joue le rôle de cathode pour l'étage d'ionisation et d'anode pour l'étage d'accélération. Dans la chambre d'ionisation, un circuit magnétique induit deux zones de fort champ magnétique séparées par une ligne séparatrice visible sur la Figure II.2.

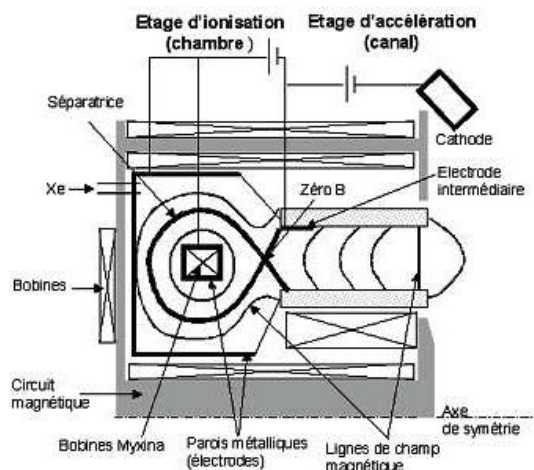


Figure II.2 - Schéma en coupe du SPT-MAG [Boniface 2006].

Les électrons sont piégés le long de cette ligne séparatrice et leur temps de résidence plus important permet une ionisation efficace du gaz. En première approximation, les lignes de champ magnétique sont équipotentielles. Un creux de potentiel électrique apparaît donc entre le centre et la paroi de la chambre d'ionisation. Les ions sont piégés dans ce puit de potentiel et guidés vers l'entrée du canal pour être accélérés dans le second étage.

U=300V	Courant de décharge (A)	Courant d'ions (A)	Poussée (mN)	Isp (s)
$\dot{m} = 1 \text{ mg/s}$	0.8	0.7	<b>17</b>	1740
$\dot{m} = 2.5 \text{ mg/s}$	2	1.8	<b>41</b>	1670
$\dot{m} = 5 \text{ mg/s}$	3.8	3.4	<b>83</b>	1700

Tableau II.1 - Résultats des simulations à tension constante (300 V) et débit massique variable [Boniface 2006].

Des simulations utilisant un modèle hybride (ions et neutres particuliers, électrons fluides) [Garrigues 2008] [Boniface 2006] ont montré qu'un contrôle indépendant de l'ISP et de la poussée est possible. Ainsi, en augmentant le débit de gaz (Tableau II.1), on peut augmenter la poussée tout en conservant une ISP constante. A l'opposé (Tableau II.2), il est possible d'augmenter l'ISP sans modifier la poussée délivrée en faisant varier le débit et la tension.

	Courant de décharge (A)	Courant d'ions (A)	Poussée (mN)	Isp (s)
200 V-3.1 mg/s	2.2	2	40	<b>1350</b>
300 V-2.5 mg/s	2	1.8	41	<b>1670</b>
500 V-1.6 mg/s	1.6	1.35	42	<b>2245</b>

Tableau II.2 - Résultats des simulations obtenus en variant le débit massique et la tension appliquée [Boniface 2006].

Dans les faits, ce concept est difficile à mettre en œuvre du fait de la complexité de la cartographie magnétique à utiliser. Des résultats expérimentaux [Bugrova 2007] sur le SPT-MAG ont montré un fonctionnement selon deux modes : forte poussée (i.e. 190 mN à 300 V et 9 mg/s de débit massique de xénon) ou forte impulsion spécifique (i.e. 3650 s à 900 V et 3 mg/s de xénon). Cependant, il n'est pas démontré que le propulseur fonctionne réellement en double étage, à savoir si le plasma dans la source est généré par les électrons issus de l'anode intermédiaire ou ceux émis par la cathode externe (fonctionnement en simple étage).

### II.1.1.3 Propulseur de Hall ECR

Ce prototype développé par des chercheurs de l'université de Tokyo [Molina-Morales 2001] et schématisé sur la Figure II.3 combine une chambre d'ionisation (source micro-onde ECR) à un étage d'accélération dérivé d'un propulseur de Hall classique (d'un diamètre de 150 mm).

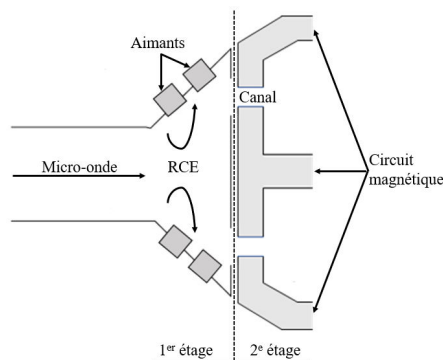


Figure II.3 - Schéma illustrant le concept de propulseur de Hall double étage ECR.

L'onde micro-onde est injectée à l'arrière de la chambre d'ionisation. La région de résonance a lieu entre deux couronnes d'aimants localisées quelques centimètres en amont du canal d'accélération. On définit la fréquence de Résonance Cyclotron Electronique (RCE) par :

$$\Omega_{RCE} = \frac{eB_r}{m_e} \quad (II.1)$$

avec  $B_r$  le champ magnétique de résonance.

Dans les expériences menées, la fréquence de l'onde était de 4.25 GHz. Le champ magnétique  $B_r$  permettant d'atteindre les conditions de RCE est donc de 1500 G, ce qui est bien plus élevé que le champ magnétique utilisé dans la barrière magnétique d'un propulseur de Hall, de l'ordre de 200 G. Etant donné la proximité des deux zones magnétiques, il semble impossible d'éviter une forte interaction magnétique entre ces deux régions conduisant inévitablement à de mauvaises conditions de fonctionnement pour l'étage d'accélération. Un autre problème évoqué par les auteurs est que, dans une décharge ECR, l'onde micro-onde ne se propage plus dans le plasma lorsque celui-ci atteint une densité critique. En effet, la permittivité du milieu s'écrit :

$$\epsilon = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \quad (\text{II.2})$$

avec  $\omega_{pe}$  la pulsation plasma qui s'écrit :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (\text{II.3})$$

On a  $\epsilon = 0$  lorsque  $\omega_{pe} = \omega$ , ce qui, pour une fréquence de 4.25 GHz, correspond à une densité critique de  $2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (inférieure à la densité habituellement rencontrée dans les propulseurs de Hall simple étage, de l'ordre de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Pour toutes ces raisons, il semble que le concept de propulseur de Hall double étage ECR ait été abandonné.

#### II.1.1.4 Propulseur de Hall hélicon

Un autre prototype représenté sur la Figure II.4 consiste en l'association d'un premier étage constitué d'une source hélicon avec un canal d'accélération de Hall classique [Peterson 2011]. Ce mode de couplage est très efficace : avec quelques mTorr d'argon et une puissance injectée de 1 kW, il permet d'atteindre des densités plasma de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  [Boswell 1997].

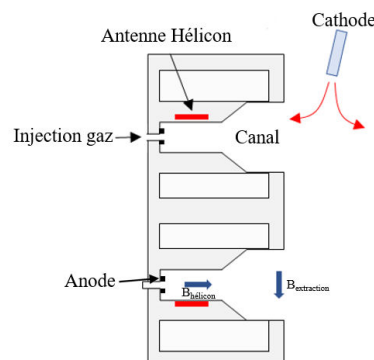


Figure II.4 - Schéma illustrant le concept de propulseur de Hall double étage avec source Hélicon.

Les résultats expérimentaux [Shabshelowitz 2012] montrent que l'augmentation de la puissance injectée dans la source modifie très peu la poussée et que, malgré des puissances élevées, le gain en poussée comparé au fonctionnement simple étage reste limité (Figure II.5). On peut supposer, qu'en dépit d'une forte ionisation dans le premier étage, les pertes d'ions

sur les parois ne sont pas négligeables et qu'une part importante des ions extraits proviennent d'une ré-ionisation dans l'étage d'accélération.

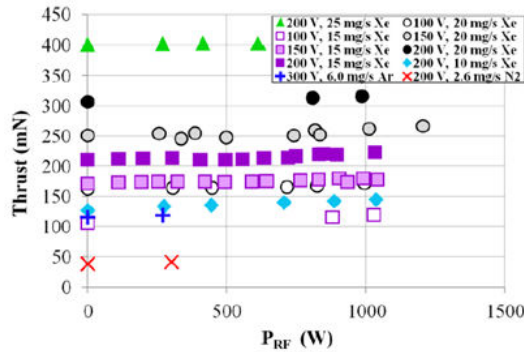


Figure II.5 - Poussée mesurée en fonction de la puissance RF déposée pour différents potentiels appliqués, débits et gaz [Shabshelowitz 2012].

D'autre part, la connexion entre le champ magnétique axial élevé (environ 1000 G) de la source hélicon avec le champ magnétique radial du canal d'extraction est délicate. Sur le brevet déposé (US7436122B1, Beal et al. 2008), une vue schématique de la cartographie magnétique montre des lignes de champ interceptant les parois, ce qui est synonyme de pertes de particules chargées aux parois. Ces pertes sont d'autant plus importantes que la longueur de la colonne de plasma hélicon est relativement élevée car elle est liée à la longueur de l'onde RF (plusieurs centimètres).

### II.1.2 Concepts avec chambre d'ionisation dans le canal

Tandis que les prototypes présentés ci-dessus possèdent une chambre d'ionisation dédiée, les trois propulseurs qui seront abordés dans cette section ont une région d'ionisation plus compacte, intégrée directement dans le canal d'accélération.

#### II.1.2.1 Propulseur de Hall CAMILA

Le propulseur CAMILA [Kronhaus 2012] visible sur la Figure II.6-a consiste en une variante du propulseur de Hall classique possédant un canal rallongé (trois centimètres). L'anode est formée de deux cylindres concentriques et constitue la paroi sur les deux premiers centimètres du canal.

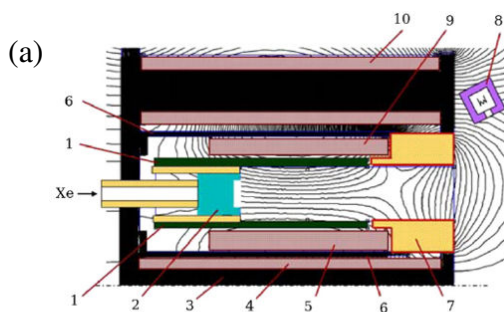


Figure 1. Schematic of CAMILA Hall thruster: 1—anode, 2—gas distributor, 3—magnetic circuit, 4—central magnetic coil, 5—inner anode coil, 6—magnetic screens, 7—acceleration channel wall, 8—cathode-neutralizer, 9—outer anode coil, 10—outer magnetic coils.

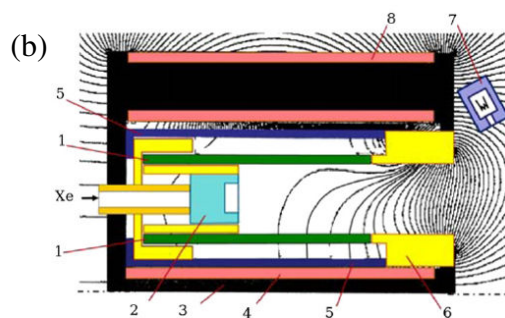


Figure 2. Schematic of simplified CAMILA Hall thruster. 1—anode, 2—gas distributor, 3—magnetic circuit, 4—central magnetic coil, 5—magnetic screens, 6—acceleration channel wall, 7—cathode-neutralizer, 8—outer magnetic coils.

Figure II.6 - Vue schématique du propulseur CAMILA avec : (a) la configuration double étage et (b) la configuration simplifiée (simple étage) [Kronhaus 2012].

Au fond du canal, un champ magnétique axial est appliqué de sorte à piéger les électrons provenant de la cathode externe. Un champ  $E$  radial apparait entre le centre du canal et l'anode, et cela induit un courant de Hall  $E \times B$  azimuthal. Le temps de résidence des électrons est ainsi augmenté afin de favoriser l'ionisation au fond du canal. Une version de ce propulseur dans une configuration simple étage a également été construite pour évaluer l'apport du champ magnétique additionnel sur les performances (Figure II.6-b). Des essais ont été réalisés avec un débit de xénon de 0.87 mg/s, une tension de 300 V, et une puissance de 240 W. Des mesures par sonde de Langmuir ont permis d'établir une cartographie 2D de la densité électronique (Figure II.7).

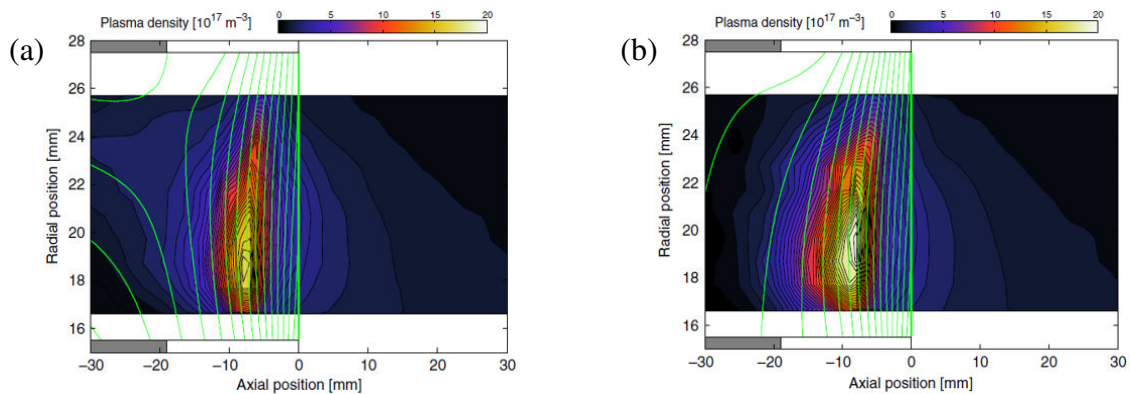


Figure II.7 - Cartographie 2D de la densité de plasma mesurée par sonde de Langmuir dans le canal du : (a) propulseur CAMILA double étage et (b) propulseur CAMILA simplifié [Kronhaus 2012].

Dans les deux configurations testées, la plupart des ions sont créés dans les 10 derniers millimètres du canal. Dans la version double étage du propulseur, seulement 18% des atomes sont ionisés au fond du canal. Le système ne fonctionne donc pas en double étage. Ce système pâtit probablement de l'absence de cathode intermédiaire émettrice entre les deux étages.

### II.1.2.2 Concept de DSHT proposé par Alcatel Alenia Space Italia

La géométrie de ce propulseur double étage, illustrée sur la Figure II.8-a, est très similaire à celle rencontrée dans un simple étage [Alta 2003]. Il se compose d'un canal au fond duquel se trouvent l'anode et l'injection des gaz, et d'une cathode externe.

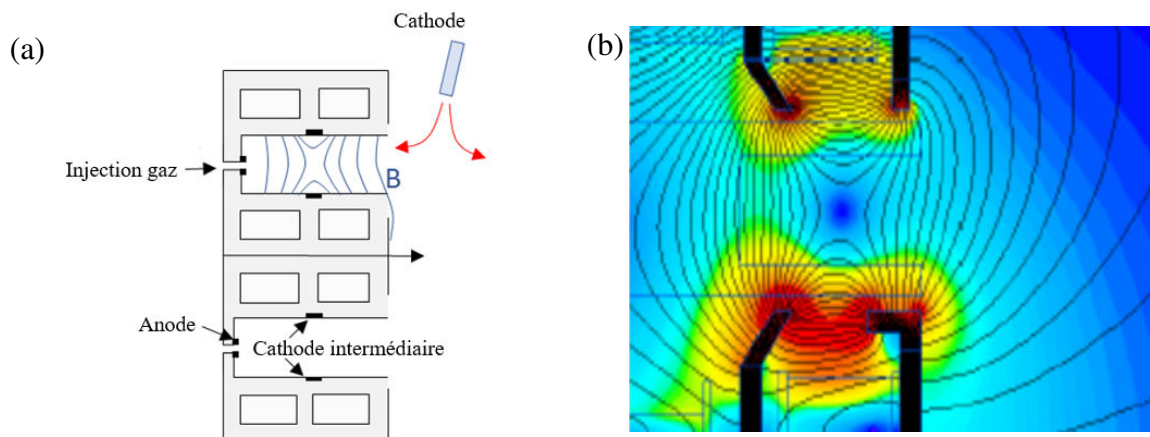


Figure II.8 - (a) Schéma du DSHT présentant un double maximum de champ magnétique dans le canal ; (b) cartographie magnétique simulée par le logiciel FEMM [Alta 2003].

Une cathode intermédiaire (appelée CI), située au milieu du canal et constituée de deux anneaux équipotentiels, est placée sur les parois internes et externes du canal. L'utilisation de quatre bobines permet de générer une configuration magnétique présentant deux pics répartis en amont et en aval de la CI et séparés par un zéro de champ magnétique (Figure II.8-b). La CI, émissive, joue ici un rôle similaire à celle du concept SPT-MAG. Dans ce prototype, l'ionisation est contrôlée par la tension appliquée entre la CI et l'anode tandis que l'accélération des ions est contrôlée par le potentiel appliqué entre la cathode et la CI.

Des résultats expérimentaux [Rossetti 2006] montrent une légère augmentation de l'efficacité anodique ainsi qu'une augmentation de l'ISP en fonctionnement double étage. Cependant, il a été observé une absence d'émission électronique de la CI. Les atomes sont donc ionisés par les électrons en provenance de la cathode externe et il n'y a pas de découplage possible entre ionisation et accélération des ions. En outre, des simulations [Perez-Luna 2006] ont montré que si l'ionisation est efficace dans le premier étage (densité supérieure à  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), les ions se recombinaient aux parois avant d'atteindre le plan de sortie et sont de nouveau ionisés dans l'étage d'accélération.

### II.1.2.3 Propulseur de Hall micro-onde

Ce propulseur, proposé par la JAXA [Kuwano 2007] et représenté sur la Figure II.9, est le concept le plus prometteur réalisé à ce jour. Un champ micro-onde de 5.8 GHz est injecté dans une cavité résonante cylindrique à l'arrière du canal. Les ondes entrent dans le canal d'accélération au travers d'une fenêtre diélectrique en quartz. Il en résulte une onde surfacique se situant à l'interface entre le diélectrique et le plasma et chauffant les électrons. Ce type de décharge permet de créer un plasma atteignant des densités supérieures à la densité critique qui avait limité les performances du propulseur de Hall ECR. En comparaison avec les deux propulseurs cités précédemment, le canal d'extraction est beaucoup plus court, de l'ordre du centimètre.

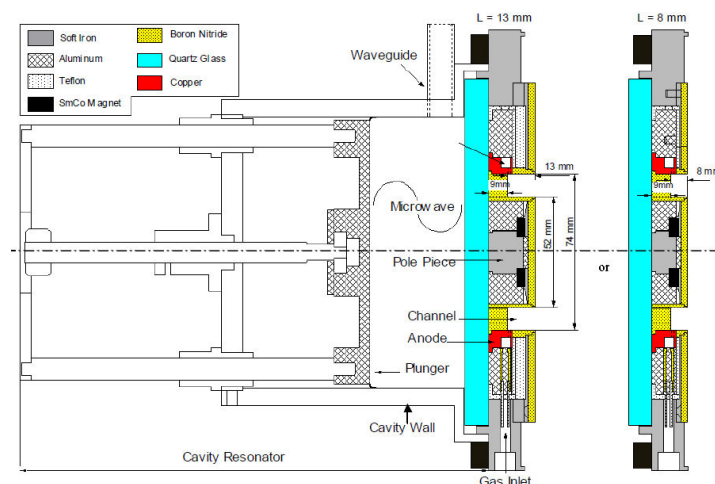


Figure II.9 - Plan en coupe du *Microwave Discharge Hall Thruster*. Deux longueurs de canal sont représentées [Kuwano 2007].

Une caractéristique intéressante de ce concept est que l'ionisation a lieu dans une région très proche de la zone d'accélération. Les ions générés dans le plasma sont alors extraits



efficacement et guidés vers la région d'accélération avant qu'ils ne soient perdus sur les parois du canal. Ainsi, il est possible d'extraire des ions du propulseur y compris pour des tensions très faibles entre la cathode et l'anode, c'est-à-dire sans qu'il y ait une ionisation significative du gaz par les électrons émis par la cathode externe. Cependant, on note que le courant extrait dans ces conditions est dix fois inférieur à celui correspondant à une ionisation totale du gaz injecté.

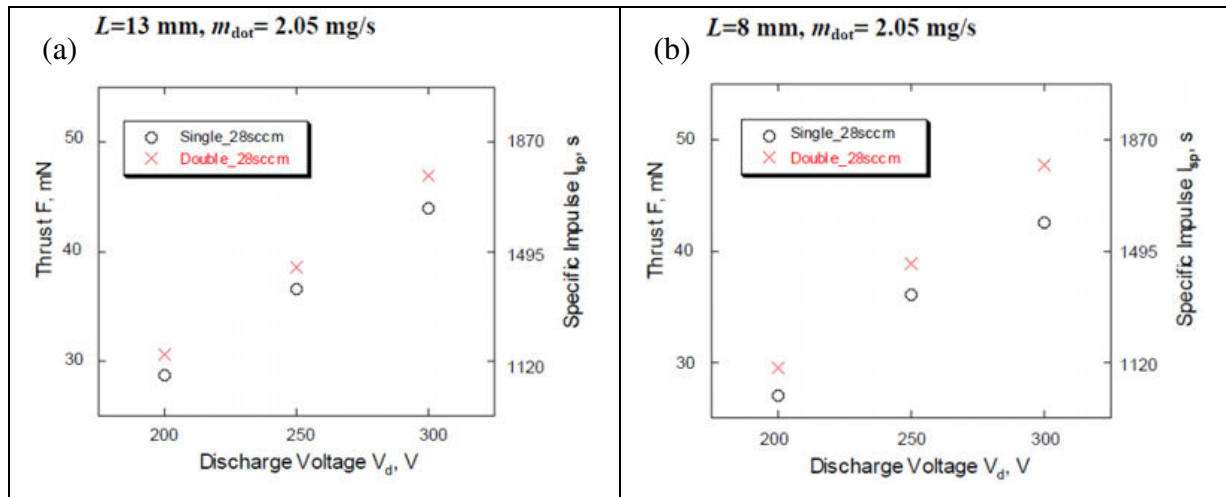


Figure II.10 - Poussées et ISP en fonction du potentiel appliqué mesurées en mode simple et double étage pour une longueur de canal de (a) 13 mm et (b) 8 mm. La puissance micro-onde est de 200 W [Kuwano 2007].

Des études de performance ont été réalisées pour deux longueurs de canal différentes : 8 et 13 mm (Figure II.10). Pour une puissance micro-onde de 200 W et un débit de xénon de 2.05 mg/s, on constate une augmentation modérée des performances, de 10 % environ. Toutefois, aucune étude n'a été réalisée pour tester la versatilité du système, c'est-à-dire, le découplage entre l'ISP et la poussée.

## II.2 Réaliser un propulseur de Hall double étage efficace

Les différents concepts de propulseur de Hall double étage présentés dans la littérature présentent des performances mitigées et ne démontrent pas clairement qu'un fonctionnement en double étage multimodal est possible. Cependant, les études réalisées mettent en évidence trois éléments nécessaires à la réalisation du propulseur de Hall double étage efficace :

- La source d'ionisation (premier étage) doit être efficace et capable de générer des densités plasma supérieures à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .
- Les pertes d'ions sur les parois entre le premier étage et l'étage d'accélération doivent être minimisées au risque de perdre le bénéfice de l'ionisation dans le premier étage.
- Les ions doivent être extraits et guidés efficacement depuis la région d'ionisation vers la zone d'accélération.

### II.2.1 Une source de plasma efficace et adaptée : la source inductive.

Il existe différents types de sources permettant, sans apport d'électrons extérieurs, de générer des densités de plasma supérieures à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  à des pressions de quelques mTorr

(sources micro-ondes, radiofréquences, hélicons...). Nous avons constaté à l'issue de cette étude bibliographique que des difficultés sont rencontrées avec l'utilisation des sources micro-ondes comme premier étage. La densité critique au-delà de laquelle l'onde ne se propage plus dans le plasma est bien trop basse au vu des performances requises. Les sources hélicons (ainsi que ECR) requièrent quant à elles l'utilisation d'un champ magnétique d'intensité élevée ( $\approx 1000$  G), difficilement raccordable avec la barrière magnétique du second étage ( $\approx 200$  G).

Les sources radiofréquences (hors hélicon) représentent une solution pertinente car elles permettent de générer de grands volumes de plasma de forte densité. Elles sont notamment utilisées à l'échelle industrielle pour le traitement de surfaces. De plus, ces sources fonctionnent en général sans champ magnétique statique additionnel.

Le fonctionnement d'une source plasma radiofréquence consiste à chauffer les électrons en appliquant un champ électrique sinusoïdal à la fréquence RF dans le plasma. En effet, lorsqu'on impose une variation soudaine du champ électrique dans un plasma, les espèces chargées oscillent à une fréquence dite « fréquence plasma ». On peut exprimer la pulsation plasma des électrons  $\omega_{pe}$  et des ions  $\omega_{pi}$  comme :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{et} \quad \omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i e^2}{M_i \epsilon_0}} \quad (\text{II.4})$$

Le Tableau II.3 présente les valeurs de fréquence plasma pour les électrons et les ions de xénon. Les fréquences RF ( $f_{RF}$ ) varient typiquement entre 1 et 30 MHz, les électrons sont sensibles aux variations du champ électrique RF ( $f_{RF} \ll f_{pe}$ ) tandis que les ions, plus lourds, ne perçoivent qu'un champ moyen nul.

	$f_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$	$f_{pi} = \omega_{pi}/2\pi$
$n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	0.86 GHz	1.83 MHz
$n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	8.60 GHz	18.3 MHz

Tableau II.3 - Fréquences plasma des électrons et des ions (xénon) pour des densités de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Il existe trois manières d'appliquer le champ électrique aux électrons correspondant à trois modes de couplage de l'énergie RF au plasma :

- Le couplage capacitif consiste à appliquer une tension RF entre deux électrodes métalliques séparées de quelques centimètres et immergées dans le plasma. La puissance RF appliquée contrôle à la fois la densité électronique (variant typiquement de  $10^9$  à  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  pour des pressions comprises entre 1 et 100 mTorr) et le champ électrique dans la gaine. Ce mode de couplage est couramment utilisé dans les procédés de gravure plasma ou traitement de surface [Chabert 2011]. Le matériau à traiter est alors placé sur une des deux électrodes.
- Le couplage inductif est basé sur la circulation dans le plasma d'un champ électrique induit par le champ magnétique généré par une antenne parcourue par un courant RF. Ce champ électrique chauffe les électrons sur une épaisseur de peau de

quelques centimètres. Le mode inductif offre un meilleur couplage que le mode capacitif et les densités de plasma atteignables sont comprises entre  $10^{10}$  et  $10^{12}$   $\text{cm}^{-3}$  (à seulement quelques mTorr). De plus, ce mode de chauffage permet, dans le cas du traitement de surface, de découpler la densité électronique (flux d'ions aux parois) et l'énergie des ions bombardant la surface à traiter. Cependant, dans une telle décharge, le courant  $I_0$  circulant dans l'antenne et la tension  $V_0$  à ses bornes sont fortement déphasés ( $\cos \phi \approx 1$ ). Pour une puissance RF et un courant donnés, l'amplitude de  $V_0$  sera grande. Cette forte tension induit un couplage capacitif dont il est impossible de s'affranchir totalement.

- Le mode hélicon consiste, dans un gaz à basse pression, à faire propager une onde de chauffage RF le long d'un champ magnétique statique dont l'intensité est de l'ordre de 1000 G. Les densités atteintes, pour une pression d'argon de quelques mTorr et une puissance de 1 kW, peuvent dépasser  $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  [Boswell 1997].

Parmi les 3 modes de couplage décrits, on retient que le couplage capacitif ne permet de générer que de faibles densités de plasma tandis que le mode hélicon requiert l'utilisation d'un champ magnétique fort, incompatible avec la configuration magnétique du propulseur de Hall. On s'intéresse donc dans cette thèse aux sources inductives que l'on nommera ICP (pour *Inductively Coupled Plasma*). Il existe principalement deux configurations ou géométries de décharge [Chabert 2011] [Hopwood 1992] représentées sur la Figure II.11 :

- L'antenne plane (Figure II.11-a) utilisée pour générer de grands volumes de plasma afin de traiter des surfaces importantes (plusieurs dizaines de cm de diamètre [Hopwood 1992]).
- L'antenne hélicoïdale présente une configuration où le plasma est généré à l'intérieur d'un tube diélectrique autour duquel est enroulée l'antenne (Figure II.11-b) et une autre configuration où une bobine, placée à l'intérieur d'un tube diélectrique, génère le plasma à l'extérieur de ce tube (Figure II.11-c). Ces sources sont notamment utilisées pour des lampes à décharge [Godyak 2013] ou par exemple, pour l'injecteur d'ions négatifs du réacteur expérimental ITER [Fantz 2007]. Ce type de configuration semble bien adapté à la géométrie axisymétrique du propulseur de Hall.

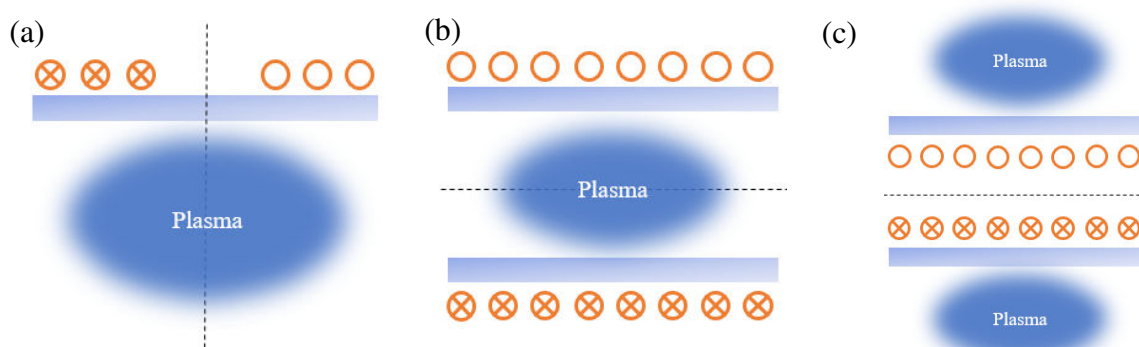


Figure II.11 - Schémas en coupe des différentes configurations de source ICP : (a) antenne plane, (b) antenne hélicoïdale externe, (c) antenne hélicoïdale interne.

Dans les sources ICP, il est nécessaire d'isoler l'antenne du plasma avec une fenêtre diélectrique (visible sur la Figure II.11) pour deux raisons principales :

- Eviter une chute de potentiel trop importante au niveau de la gaine.
- Eviter que l'antenne soit pulvérisée par l'impact des ions et qu'elle ne contamine le plasma.

Les mécanismes de la décharge ICP seront détaillés dans la partie II.4.2. Dans la section suivante, nous montrons comment une topologie magnétique particulière peut améliorer significativement les performances de la source d'ionisation.

## II.2.2 Rôle du champ magnétique sur le confinement du plasma

### II.2.2.1 Confinement par cusps

Le plasma produit dans une chambre d'ionisation peut être confiné grâce à l'utilisation d'une configuration magnétique appelée « cusps ». Il s'agit d'une succession d'aimants de polarités opposées et orthogonales aux parois du réacteur (représentée sur la Figure II.12-a).

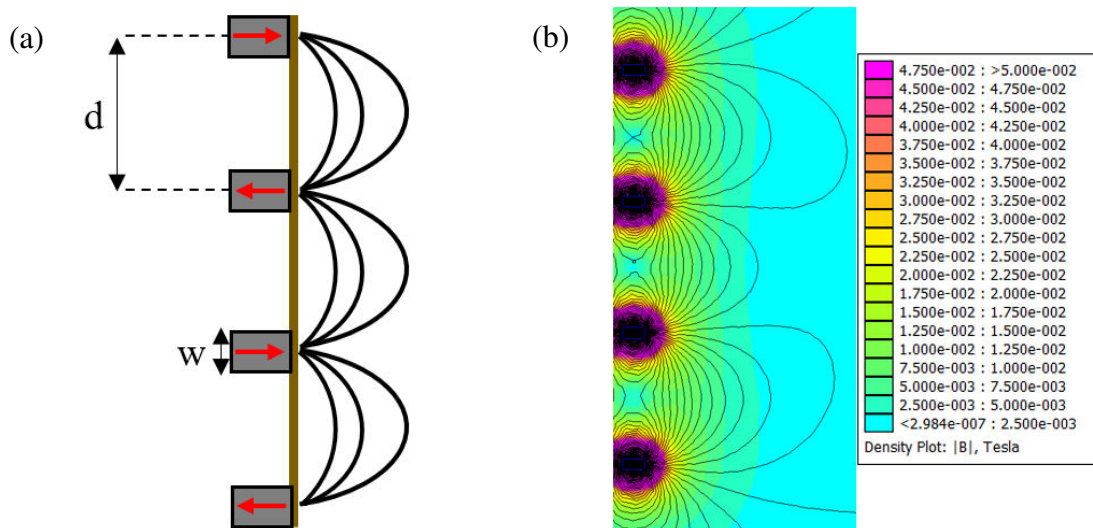


Figure II.12 - (a) Représentation schématique en coupe de 4 cusps et des lignes de champ magnétique ; (b) exemple de cartographie magnétique simulée sous FEMM : on aperçoit en vert le contour de champ magnétique constant.

Un exemple de cartographie magnétique générée par une série de 4 cusps simulé grâce au logiciel FEMM (Finite Element Method Magnetics) [FEMM] est présenté sur la Figure II.12-b. On remarque notamment la présence d'un contour d'intensité de champ magnétique constante (75 G) parallèle à la paroi.

Dans le cas d'une géométrie cylindrique, on utilise une succession de couronnes d'aimants de polarités opposées : il s'agit de la configuration « ring cusps ». Ce mode de confinement est couramment utilisé dans les sources d'ionisation des propulseurs ioniques, mais aussi, par exemple, dans le propulseur NASA-173GT évoqué dans la partie II.1. Il a ainsi été montré, lors d'études sur le propulseur ionique NSTAR [Patterson 1994], qu'un contour de champ magnétique d'intensité de 50 G permet de réduire de 90 % les pertes d'ions aux parois.

Les électrons ayant un rayon de Larmor petit (quelques millimètres) devant les dimensions de l'enceinte, ils sont confinés par les lignes de champ magnétique et sont majoritairement perdus dans les zones où le champ intercepte radialement les parois. Les ions ont quant à eux un rayon de Larmor trop grand pour être considérés comme « magnétisés ». Ils sont confinés électrostatiquement par les charges d'espace induites par le confinement des électrons. Ainsi, il a été montré expérimentalement que la surface effective de perte  $A_{cusps}$  dans une configuration avec cusps est proportionnelle au rayon de Larmor hybride  $r_H$  [Hershkowitz 1975] [Leung 1976] défini par :

$$r_H = \sqrt{r_{L-e} r_{L-i}} \quad (\text{II.5})$$

avec  $r_{L-e}$  et  $r_{L-i}$ , respectivement rayons de Larmor des électrons et des ions, calculés à l'endroit où les lignes de champ magnétique interceptent les parois.  $A_{cusps}$ , pour une géométrie cylindrique (rayon  $R$ ), s'écrit ainsi :

$$A_{cusps} = \alpha_c r_H L_{cusps} \quad (\text{II.6})$$

avec  $L_{cusps}$  le périmètre formé par un anneau de cusps multiplié par le nombre de cusps  $n_{cusps}$  ( $L_{cusps} = 2\pi R n_{cusps}$ ). Le coefficient  $\alpha_c$  dépend de la pression [Koch 1983] ( $\alpha_c$  augmente avec la pression car les collisions affectent le confinement des électrons) mais varie peu en fonction du gaz utilisé [Hershkowitz 1975]. Hershkowitz donne  $\alpha_c = 2$  pour des très basses pressions (0.1 mTorr). Koch et Matthieussent ajoutent la contribution de la pression en exprimant  $\alpha_c$  comme :

$$\alpha_c \propto \frac{1}{\sqrt{\lambda_i \lambda_e}} \quad (\text{II.7})$$

avec  $\lambda_i$  et  $\lambda_e$  respectivement les libres parcours moyens des ions et des électrons. Des expérimentations menées en hélium en faisant varier la pression [Hubble 2014] donnent  $\alpha_c = 4$  à 10 mTorr et  $\alpha_c = 6$  à 20 mTorr.

### II.2.2.2 Etude de l'influence des cusps sur les paramètres plasma

Cette étude se base sur les lois d'échelle décrites au chapitre I (partie I.2.3.). On considère une décharge plasma dans une cavité cylindrique de hauteur  $H = 10 \text{ cm}$ , de rayon  $R = 5 \text{ cm}$ , et de volume  $V = 2\pi RH$ . Cette géométrie est visible sur la Figure II.13.

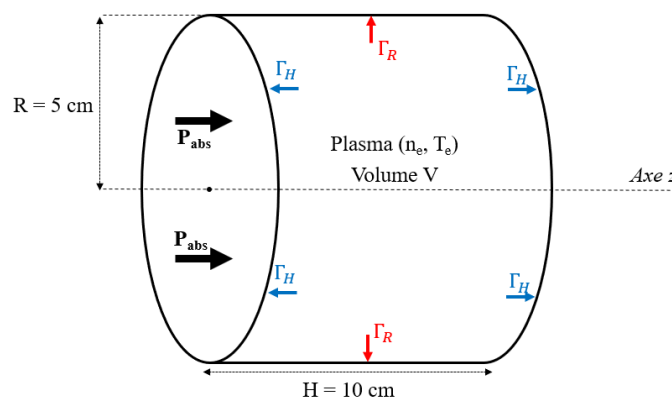


Figure II.13 - Géométrie de la décharge étudiée.

Le gaz utilisé dans cet exemple est l'argon, à une pression comprise entre 0.5 et 10 mTorr. On considère que la puissance  $P_{abs}$  est couplée uniformément au plasma dans ce volume. On distingue deux flux de perte d'ions aux parois :

- Sur les parois latérales du cylindre :  $\Gamma_H = 2(\pi R^2 h_H n_e v_B)$
- Sur la paroi longitudinale du cylindre :  $\Gamma_R = 2\pi R H h_R n_e v_B$

avec les ratios  $h_H$  et  $h_R$  s'exprimant de la façon suivante [Lieberman 2005] :

$$h_H \approx \frac{0.86}{\sqrt{3 + \frac{H}{2\lambda_i}}} ; h_R \approx \frac{0.8}{\sqrt{4 + \frac{R}{\lambda_i}}} \quad (II.8)$$

L'équation bilan de conservation des ions s'écrit alors :

$$K_{iz}(T_e)n_g n_e V = 2\pi n_e v_B (R^2 h_H + R H h_R) \quad (II.9)$$

En posant  $E_t$  l'énergie dépensée lors de la création d'une paire électron-ion, l'équation de bilan de puissance donne :

$$P_{abs} = E_t n_e e v_B 2\pi (R^2 h_H + R H h_R) \quad (II.10)$$

On ajoute maintenant un confinement par cusps sur les parois longitudinales du cylindre. La configuration magnétique étudiée est représentée sur la Figure II.14-a. Le système est constitué de trois couronnes d'aimants réparties le long de la paroi longitudinale de la cavité cylindrique. Les lignes de champ magnétique interceptent cette paroi avec une intensité de 500 G.

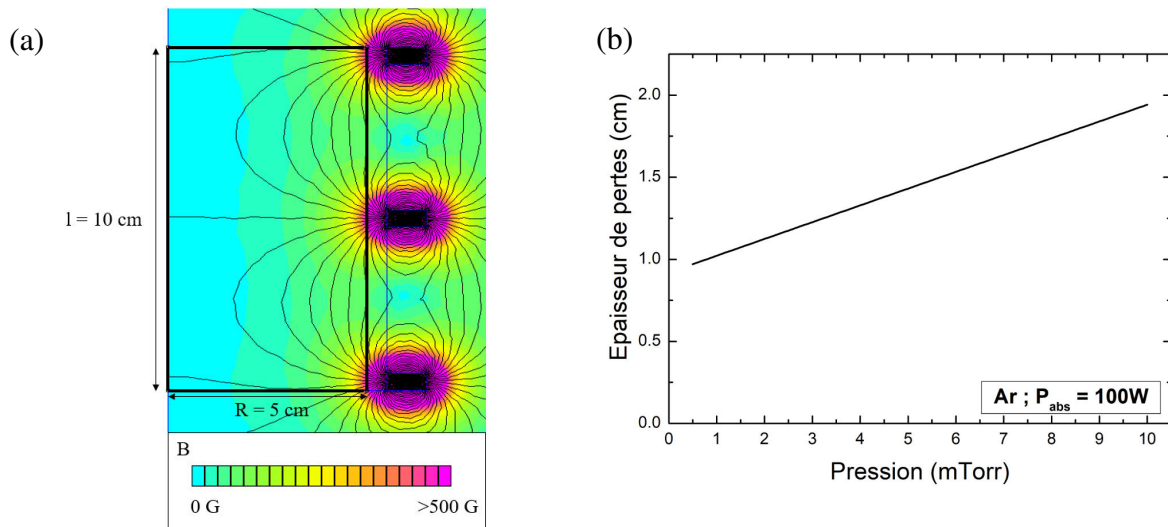


Figure II.14 - (a) Topologie magnétique simulée sous FEMM de l'exemple étudié (représentation en coupe axismétrique) et (b) évolution de l'épaisseur de pertes en fonction de la pression.

Le flux de perte d'ions sur la paroi longitudinale est donc modifié. On définit un nouveau flux de perte  $\Gamma_{R_c}$  s'écrivant :

$$\Gamma_{R_c} = 2\pi R H_c h_R n_e v_B \quad (II.11)$$

avec  $H_c$ , la hauteur de perte s'exprimant comme :

$$H_c = \alpha_c r_H n_{cusps} \quad (\text{II.12})$$

Conformément aux résultats obtenus expérimentalement dans la bibliographie [Hershkowitz 1975] [Hubble 2014], on prendra  $\alpha_c = 2$  pour  $p = 0.5$  mTorr et  $\alpha_c = 4$  pour  $p = 10$  mTorr. Entre ces deux valeurs,  $\alpha_c$  évolue selon une loi du type  $A + B/\sqrt{\lambda_i \lambda_e}$ .

L'évolution de  $H_c$  en fonction de la pression est représentée sur la Figure II.14-b.  $H_c$  augmente de 1 à 2 cm lorsque la pression augmente ce qui constitue 10 à 20 % de pertes effectives sur la paroi longitudinale de la cavité ( $H = 10$  cm). Reprenant les équations bilans (II.9) et (II.10), on peut désormais écrire :

$$K_{iz} n_g n_e \pi R^2 H = 2\pi n_e (R^2 h_l + H_c R h_R) u_B \quad (\text{II.13})$$

et :

$$P_{abs} = E_t n_e e v_B 2\pi (R^2 h_H + R H_c h_R) \quad (\text{II.14})$$

La Figure II.15 représente l'évolution des densités et des températures électroniques globales en fonction de la pression pour les configurations avec et sans cusps obtenue en argon pour une puissance couplée au plasma de 100 W.

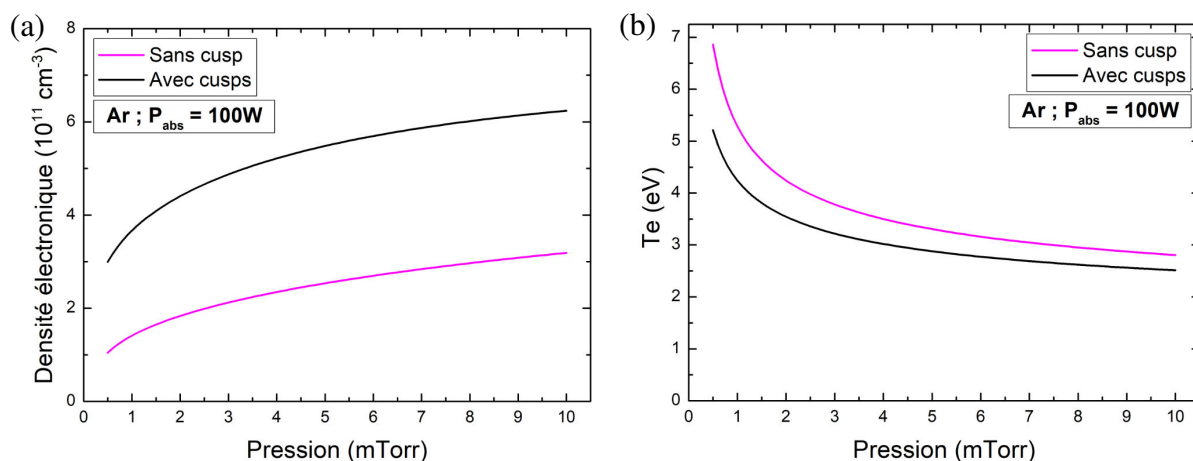


Figure II.15 - Comparaison des densités (a) et températures électroniques (b) en fonction de la pression avec (courbe noire) et sans cusps (courbe magenta) obtenues en argon pour une puissance couplée de 100 W.

Quelle que soit la configuration, l'augmentation de la pression se traduit par une diminution de la température électronique (conformément à la Figure I.6) et une augmentation de la densité électronique.

En présence des cusps, on constate une augmentation nette de la densité électronique (facteur 3 à 0.5 mTorr ; facteur 2 à 10 mTorr) tandis que la température électronique diminue de 20 % à 0.5 mTorr et de 10 % à 10 mTorr. Pour une même puissance déposée, les pertes aux parois sont moins importantes et le produit  $n_g d_{eff}$  est plus grand. Au fur et à mesure que la pression augmente, l'efficacité des cusps est moins importante ( $H_c$  est multiplié par 2 entre 0.5 et 10 mTorr, cf. Figure II.14-b).

### II.2.3 Positionnement de l'étage d'ionisation

Un aspect important des propulseurs de Hall concerne la position de la zone d'ionisation par rapport à la zone d'accélération. Un fonctionnement en mode double étage ne sera possible que si la grande majorité des ions créés dans la source d'ionisation est extraite et accélérée à travers la barrière magnétique du propulseur.

Pour chaque ion extrait du propulseur, un électron est émis par la cathode pour assurer la quasi-neutralité du plasma dans la région d'accélération. Dans un propulseur de Hall simple étage, la région d'ionisation chevauche en partie la région d'accélération. Les électrons parviennent à traverser la barrière magnétique grâce aux collisions électron-neutre, aux interactions des électrons avec les parois, et aux turbulences (transport anormal). Il a aussi été montré expérimentalement [Tsikata 2009] et numériquement [Boeuf 2018] que les instabilités du courant électronique azimuthal EDI jouent un rôle fondamental dans ce transport. Si le gaz en amont de la barrière magnétique est totalement ionisé (mode double étage), les collisions et instabilités ne suffisent plus pour garantir le transport axial des électrons. Boeuf a montré via un code particulaire 2D axial-azimutal [Boeuf 2018] que lorsque la fréquence de collision électron-neutre est trop petite, des instabilités axiales du courant d'ions se développent (*transit time*) à une fréquence de 1 MHz sur une longueur de quelques centimètres.

Un autre point concerne l'interface entre la chambre d'ionisation et le canal d'extraction. Dans la plupart des DSHT déjà construits, la section d'extraction est petite devant la surface des parois du premier étage. Ainsi, que ce soit pour le propulseur SPT-MAG ou pour le NASA 173-GT proposant un confinement efficace des ions dans la chambre d'ionisation, on constate des pertes importantes à l'interface avec le canal d'accélération (les ions sont soit collectés par la cathode intermédiaire, soit se recombinent sur les parois du canal d'extraction).

Les deux points développés ci-dessus nous amènent à conclure que d'une part la source d'ionisation du premier étage doit être située dans une région immédiatement en amont de la zone d'accélération, ou dans le meilleur des cas se superposer avec celle-ci. D'autre part, les ions doivent être extraits et guidés efficacement depuis la région d'ionisation vers la zone d'accélération. Cela passe par une connexion efficace entre le champ magnétique permettant le confinement des ions dans la chambre d'ionisation avec la barrière magnétique d'extraction. Cette connexion est notamment difficile à réaliser dans le cas des sources hélicons ou ECR pour lesquelles il est nécessaire de conserver une distance importante entre les deux étages du propulseur.

## II.3 Proposition d'un nouveau concept de DSHT : le propulseur ID-HALL

A partir des conclusions établies dans la partie précédente, un nouveau concept de propulseur double étage est proposé. Il se distingue des prototypes précédents par la nature de sa source d'ionisation, sa géométrie, et sa configuration magnétique. Il a été conçu pour



ioniser efficacement le gaz dans le premier étage, limiter les pertes d'ions aux parois, et extraire efficacement les ions vers la région d'accélération. Ce concept a été baptisé ID-HALL pour « Inductive Double stage Hall thruster » en référence à son premier étage constitué d'une source plasma inductive.

### II.3.1 Source plasma inductive magnétisée

Le concept ID-HALL, schématisé sur la Figure II.16, est constitué d'une source ICP insérée dans un tube en quartz fermé à une extrémité (configuration schématisée sur la Figure II.11-c) et d'un étage d'accélération similaire à la barrière magnétique rencontrée dans un propulseur de Hall simple étage.

La source ICP est constituée d'un enroulement de fil de cuivre. Elle a la particularité d'être magnétisée grâce à un circuit magnétique constitué d'aimants et de pièces en fer doux. Une source similaire a déjà été étudiée expérimentalement [Arancibia 2013-a] [Arancibia 2013-b] et numériquement [Song 2014]. Il a notamment été démontré que l'ajout d'un champ magnétique statique (via un aimant cylindrique placé à l'intérieur de l'antenne) permet de générer un plasma localement très dense (jusqu'à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  à une pression de 3 mTorr et une puissance absorbée de 125 W). Ce type de décharge peut également être entretenu à des pressions très basses (jusqu'à 0.1 mTorr [Arancibia 2013-b]), ce qui est impossible à atteindre avec une source non-magnétisée. Enfin, ce type de source est adapté à la géométrie cylindrique du propulseur de Hall et permet d'atteindre une grande proximité entre l'étage d'ionisation et l'étage d'accélération (cf. Figure II.16).

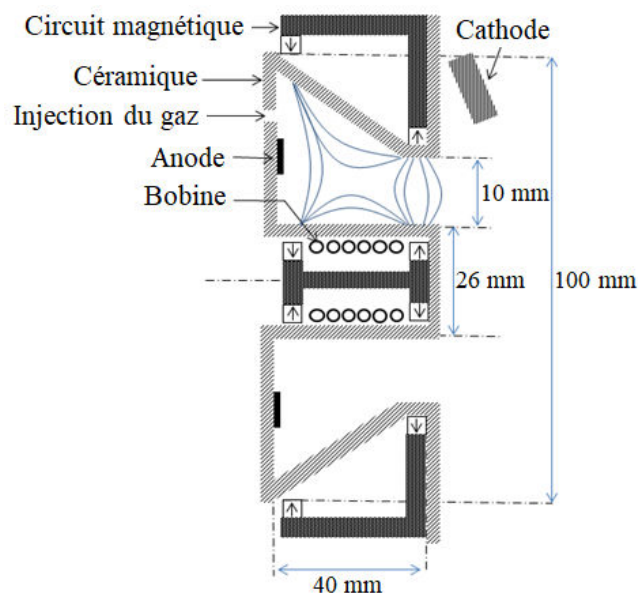


Figure II.16 - Schéma de principe en coupe du propulseur ID-HALL.

Sur la Figure II.16, nous pouvons apercevoir en traits bleus la cartographie magnétique de l'étage d'ionisation. Ce champ permet de renforcer l'efficacité du couplage inductif tout en se raccordant de façon optimale à la barrière magnétique. Cette configuration est analogue aux « ring cusps » définis dans la partie II.2.2. Ces cusps permettent de confiner le plasma et de limiter les pertes aux parois. Dans la section suivante, nous détaillons plus précisément le dimensionnement et la conception du circuit magnétique.

### II.3.2 Dimensionnement du circuit magnétique

L'enjeu principal dans la conception du propulseur ID-HALL est d'associer une source inductive magnétisée à un étage d'accélération de type Hall constitué d'une barrière magnétique dont la valeur centrale du champ doit être comprise entre 150 et 200 G. De plus, la configuration magnétique doit être adaptée pour limiter les pertes aux parois et confiner le plasma proche de la zone d'accélération. Il a donc été nécessaire de dimensionner un circuit magnétique. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur des simulations 2D en éléments finis réalisées avec le logiciel FEMM [FEMM].

On pose une série de contraintes définissant les valeurs de champ magnétique souhaitées en différents points mais aussi les contraintes liées à la géométrie et aux matériaux utilisés. Les contraintes géométriques peuvent se résumer selon les quatre points suivants :

- Le cylindre central, en quartz, a une épaisseur radiale de 1.5 mm et une épaisseur de 3 mm sur son extrémité. Ce sont des contraintes liées à la tenue au vide du tube en quartz. En effet, sur le prototype construit, la source ICP sera placée à l'intérieur du tube en quartz dans un environnement à la pression atmosphérique, de sorte à faciliter son accès et son refroidissement.
- La longueur du canal ne doit pas excéder 40 mm et sa largeur en sortie 10 mm. Le tube central a quant à lui un diamètre de 23 mm. Ces chiffres seront discutés dans la partie II.3.3.
- Le circuit magnétique dans le cylindre central est contraint par l'encombrement de la bobine et de son support ainsi que par le passage des fils d'alimentation.
- L'utilisation d'aimants en Samarium Cobalt (SmCo) est privilégiée par rapport à des bobines pour des questions d'encombrement. L'aimant SmCo, bien qu'ayant un champ coercitif plus faible que le Néodyme, a une température de Curie (au-delà de laquelle la démagnétisation est permanente) d'environ 450°C, ce qui rend pertinent son utilisation dans le propulseur.

La cartographie magnétique doit quant à elle respecter les spécifications suivantes :

- L'intensité du champ magnétique au centre de la barrière d'accélération doit être d'environ 150 G avec la possibilité de faire varier sa valeur entre 100 et 200 G.
- Le contour de champ magnétique constant le long des parois de la chambre d'ionisation doit avoir une intensité d'au moins 50 G (valeur discutée dans la partie II.2.2.).
- Les lignes de champ doivent être parallèles aux parois pour limiter au mieux la hauteur de pertes  $H_c$ .

Le choix du circuit magnétique, représenté sur la Figure II.17, s'est basé sur deux couronnes aimantées situées à chaque extrémité de la source inductive et deux autres couronnes, de rayon plus important, situées autour de la paroi externe de la cavité. Des pièces en fer doux permettent de conduire le flux magnétique et de fermer le circuit. Une configuration utilisant un aimant central à l'intérieur de la source ICP avait été envisagée,

mais cette configuration ne permettait pas une bonne connexion des lignes de champ magnétique formant les cusps.

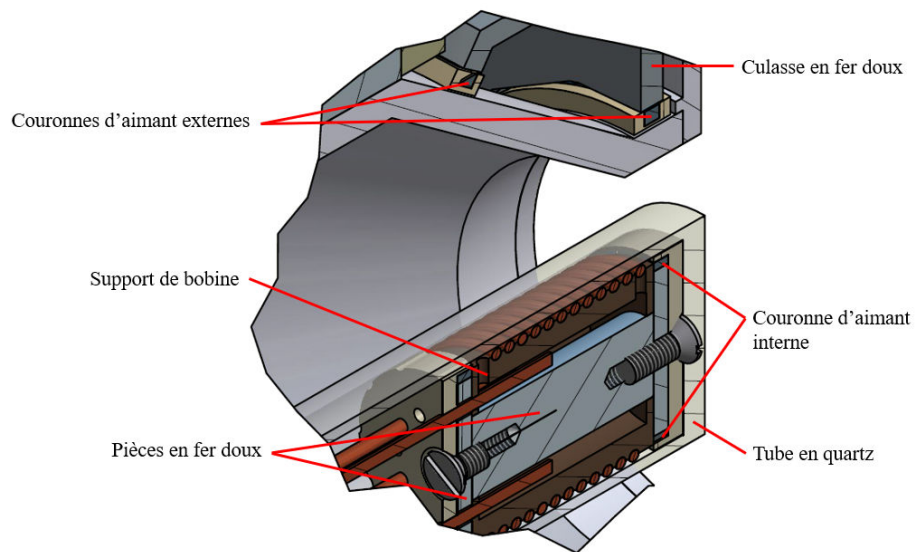


Figure II.17 - Représentation en 3D des différents composants du circuit magnétique du propulseur ID-HALL.

La Figure II.18 représente la cartographie magnétique du propulseur ID-HALL simulée sous FEMM. Les valeurs de champ au centre du canal sont représentées selon une coupe axiale sur la Figure II.19-a. Au niveau de la barrière magnétique, l'intensité du champ s'élève à environ 200 G. A 10 mm de cette barrière, vers l'intérieur du canal, se trouve un zéro de champ magnétique. Développant une forme torique dans le premier étage du propulseur, ce dernier favorise un confinement du plasma juste en amont de l'étage d'accélération.

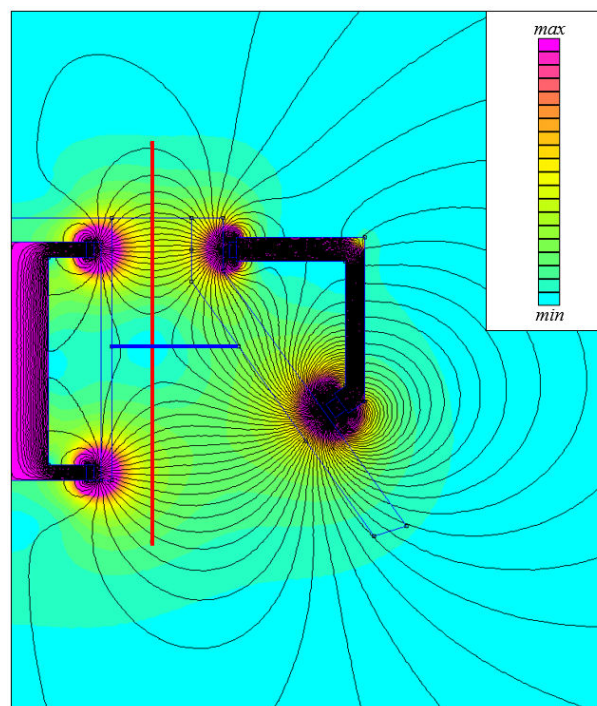


Figure II.18 - Cartographie magnétique du propulseur ID-HALL obtenue par FEMM.

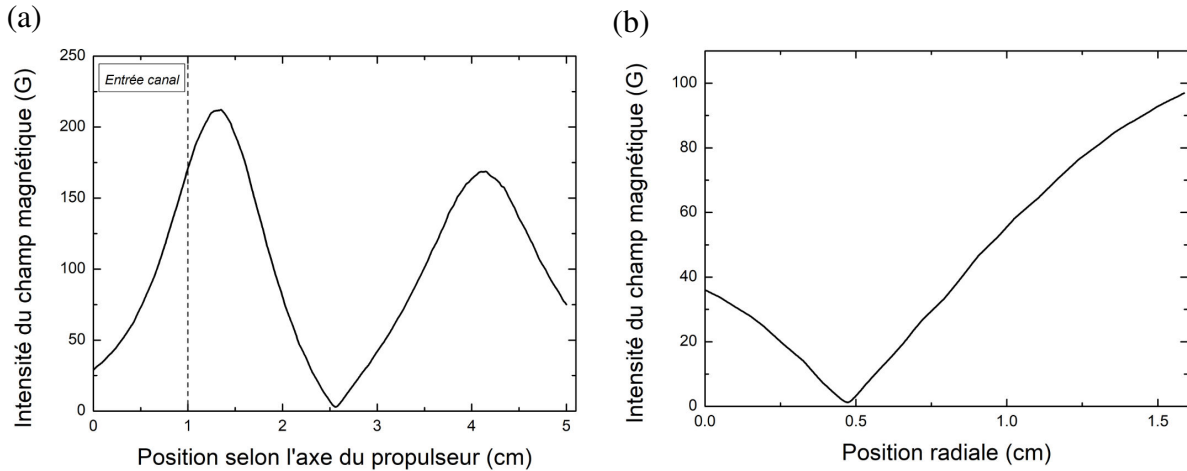


Figure II.19 - Intensités de champ magnétique suivant les coupes représentées respectivement (a) en rouge (axialement) et (b) en bleu (radialement) sur la Figure II.18.

### II.3.3 Design et géométrie

Le propulseur ID-HALL est représenté sur la Figure II.20. Il a été dimensionné pour un fonctionnement à une puissance de 300 W. Si on reprend les lois d'échelle décrites dans le chapitre I, cela correspond, pour une tension de décharge  $V_D = 300 V$ , à un courant de décharge  $I_D = 1 A$ , soit une surface d'extraction de  $10 \text{ cm}^2$ . Le diamètre du tube en quartz  $\varnothing_{int}$  étant imposé à 26 mm, le diamètre externe du canal  $\varnothing_{ext}$  est fixé à 36 mm pour atteindre une surface d'extraction de  $10 \text{ cm}^2$ .

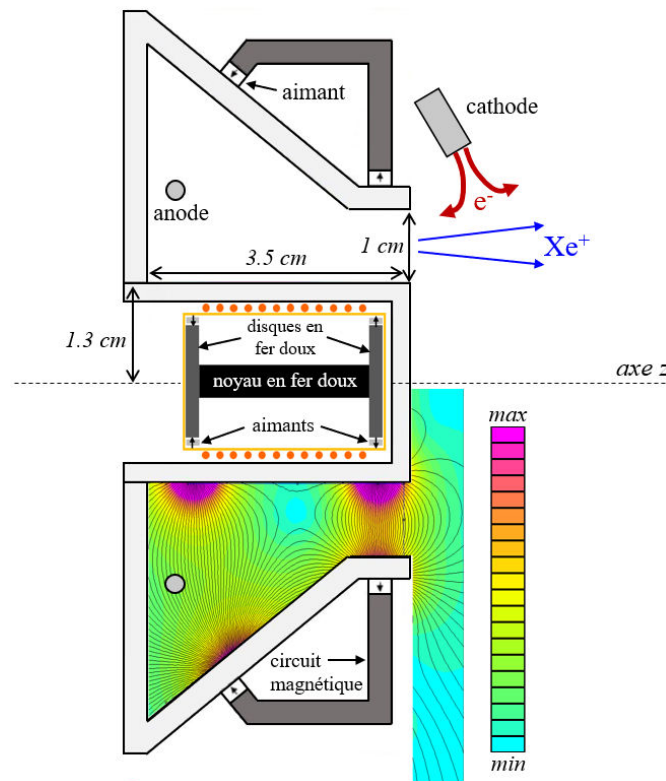


Figure II.20 - Schéma en coupe du propulseur ID-HALL. La topologie magnétique est superposée sur le demi-plan inférieur.

La chambre d'ionisation, d'une longueur de 3.5 cm, a une forme trapézoïdale. Il s'agit ici de maximiser le volume de la chambre d'ionisation de sorte à rendre possible la mise en place des cusps magnétiques mais aussi de maximiser le rapport volume/surface afin de limiter les pertes d'ions aux parois.

## II.4 Réalisation du propulseur ID-HALL

L'ensemble du propulseur a été assemblé au laboratoire LAPLACE durant cette thèse. Une vue éclatée du propulseur est représentée sur la Figure II.22. Le corps du propulseur métallique, le centreur en aluminium, et les pièces en fer doux ont été usinées au service commun de mécanique. Les parois internes et le panneau du plan de sortie, en alumine, ont été livrés sur mesure par l'entreprise Sceram Ceramics [SCERAM]. La distribution homogène du gaz dans le propulseur s'effectue au travers d'une céramique frittée, la « Mullite 250 », faisant office de « douche » et usinée par l'entreprise Final [FINAL].



Figure II.21 - Photographie d'une couronne d'aimant externe.

Au lieu d'utiliser des couronnes aimantées dans la direction radiale (aimants chers et peu disponibles), une solution différente a été envisagée. De petits aimants en Samarium Cobalt, de forme parallélépipédique (dimension 2x2x3mm), ont été placés dans des supports annulaires réalisés en impression 3D [INITIAL] (Figure II.21). Ces aimants ont été placés le plus proche possible des parois de sorte que les électrons soient efficacement réfléchis au niveau des cusps.

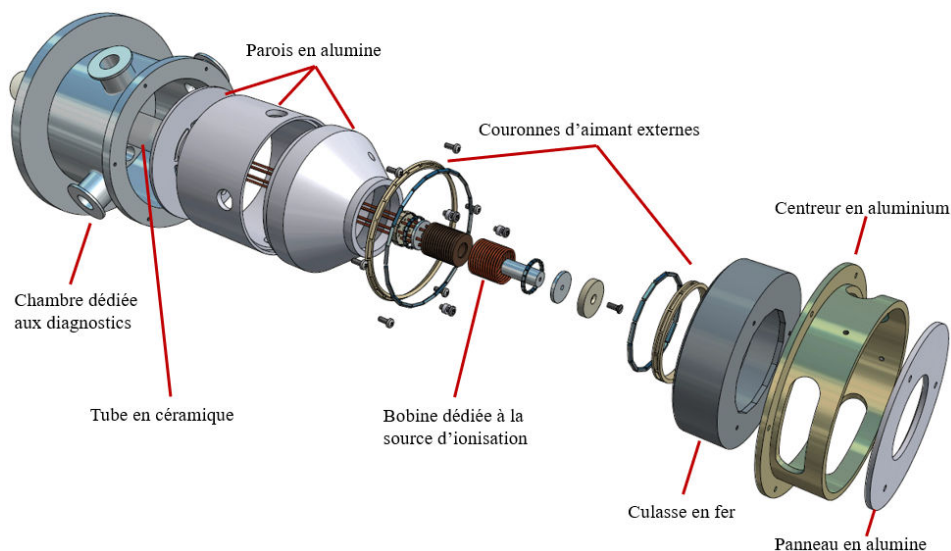


Figure II.22 - Vue éclatée du propulseur ID-HALL.

La région cylindrique située à l'arrière du canal sert d'accès aux diagnostics éventuels permettant de caractériser l'étage d'ionisation. Pour en faciliter l'intégration, trois piquages pour bride ISO KF ont été percés. Enfin, la paroi externe du canal a été percée et accueille une fenêtre en quartz de sorte à avoir une visibilité sur l'étage d'ionisation. Il est notamment prévu d'y insérer une fibre optique afin de réaliser des analyses en spectrométrie. Cela n'a cependant pas été mis en œuvre durant cette thèse.

#### II.4.1 Source plasma inductive

Le développement de la source inductive magnétisée utilisée comme premier étage du propulseur ID-HALL a nécessité une attention particulière. Cette source, de dimension très restreinte, doit générer un plasma dense et supporter une dissipation ohmique de plusieurs dizaines de Watts. Un travail a porté sur le dimensionnement des pièces et le choix des matériaux utilisés pour garantir un fonctionnement optimal.

##### II.4.1.1 Géométrie et construction

La source est schématisée sur la Figure II.23-a. L'ensemble mesure 30 mm de long pour un diamètre de 23 mm. Les éléments constituant le circuit magnétique sont maintenus grâce à trois pièces supports en résine époxy. La pièce centrale, filetée, accueille la bobine. Les deux autres pièces, latérales, soutiennent les facettes en fer doux et comportent des petits logements creux pour recevoir les aimants. Les pièces supports latérales et celles en fer sont percées pour permettre le passage des fils d'alimentation et le refroidissement. Les trois pièces en plastique, du fait de leur complexité, ont été réalisées en impression 3D [INITIAL].

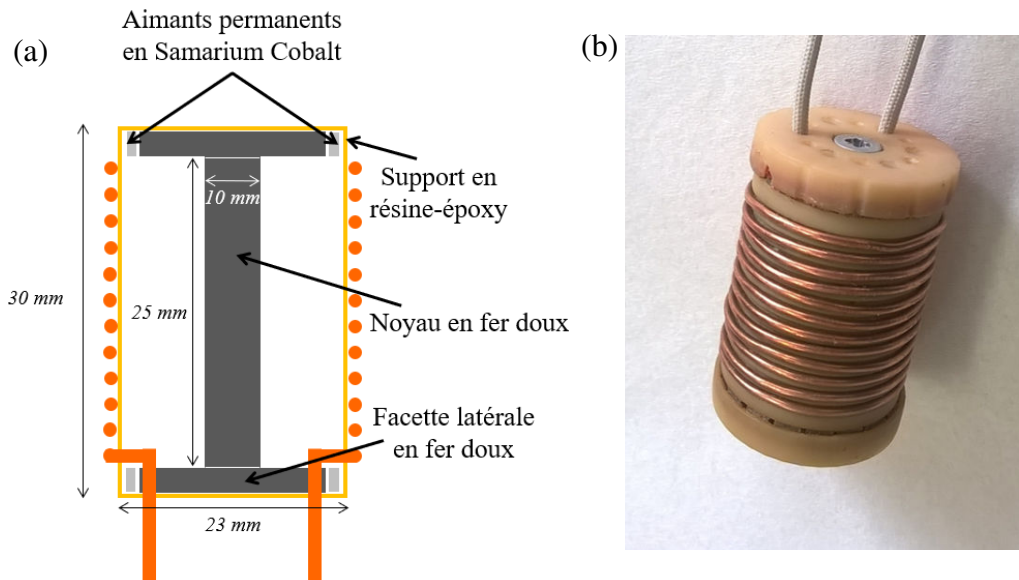


Figure II.23 - (a) Schéma en coupe de la source d'ionisation ; (b) photographie de la source.

La matière plastique utilisée, de la résine époxy, a été recuite pour améliorer ses propriétés mécaniques et augmenter sa température de fusion qui atteint après recuit 250°C. L'antenne est constituée d'un enroulement de 12 tours. Le fil utilisé est en cuivre non émaillé, d'un diamètre de 1 mm. Le fil, à l'exception du bobinage, est isolé des autres éléments conducteurs grâce à une gaine en fibre de verre. L'inductance du système, mesurée à l'analyseur de réseau (VNA) est égale à 2.54  $\mu\text{H}$ . Dans le cadre des essais en laboratoire, la

source, placée dans un environnement à la pression atmosphérique, est refroidie grâce à un flux d'air comprimé. Grâce à un système composé de tubes flexibles et de capillaires en verre, il est possible de faire circuler l'air à l'intérieur du support de bobine pour évacuer efficacement la chaleur emmagasinée dans la bobine et dans les pièces magnétiques.

#### II.4.1.2 Caractérisation électrique

La source est connectée à une boîte d'adaptation d'impédance (ou boîte d'accord), elle-même connectée au générateur de puissance RF. La boîte d'accord permet de maximiser la transmission de puissance en présentant au générateur une impédance égale à sa résistance de sortie ( $50 \Omega$ ). La mesure du courant efficace  $I_0$  traversant la bobine permet de mesurer la puissance effectivement couplée au plasma. En effet, si on pose  $P_{gen}$ , la puissance délivrée par le générateur,  $P_{ref}$ , la puissance réfléchie,  $P_d$ , la puissance couplée au plasma et  $R_0$ , la résistance du système (bobine) + (circuit magnétique) soumis au courant RF, on peut écrire [Hopwood 1994] :

$$P_{gen} - P_{ref} = R_0 I_0^2 + P_d \quad (\text{II.15})$$

$R_0$  est mesuré en injectant la puissance RF dans le système sans initier la décharge. Dans ce cas,  $P_d = 0$  et :

$$R_0 = \frac{P_{gen} - P_{ref}}{I_0^2} \quad (\text{II.16})$$

Cela nous permet d'en déduire la puissance couplée au plasma :

$$P_d = P_{gen} - P_{ref} - R_0 I_0^2 \quad (\text{II.17})$$

En supposant  $P_{gen} > P_{ref}$ , on définit l'efficacité du transfert de puissance  $\eta_d$  par :

$$\eta_d = \frac{P_d}{P_{gen} - P_{ref}} = 1 - \frac{R_0 I_0^2}{P_{gen} - P_{ref}} \quad (\text{II.18})$$

La mesure de la tension efficace aux bornes de l'antenne  $V_0$  nous renseigne quant à elle sur l'importance du couplage capacitif. Le déphasage  $\Delta\phi$  entre  $I_0$  et  $V_0$  permet de déterminer les puissances actives  $P_{act} = V_0 I_0 \cos(\Delta\phi)$  et réactives  $P_{rea} = V_0 I_0 \sin(\Delta\phi)$ . Enfin, couplées au modèle électromagnétique de la décharge décrit à la section II.3.2.1, ces mesures nous permettront d'évaluer des ordres de grandeur de la densité électronique dans le plasma.

Pour réaliser cette caractérisation électrique, une sonde I-V *Vigilant*© *Sensor* [SOLAYL] (Figure II.24) a été utilisée. Connectée en série entre la boîte d'accord et l'antenne, elle permet de mesurer des courants jusqu'à 20 A et des tensions de 2 kV crête-à-crête et ce, pour des fréquences variant entre 1 et 100 MHz.

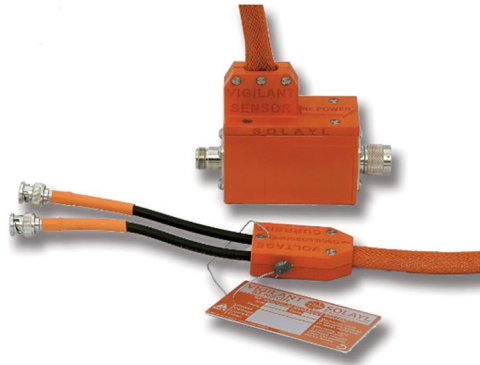


Figure II.24 - Sonde *Vigilant*© *Sensor* similaire à celle utilisée durant la thèse [SOLAYL].

## II.4.2 Optimisation du couplage et réduction des pertes

La source telle qu'elle a été conçue utilise des pièces ferromagnétiques en fer doux permettant de canaliser le flux magnétique statique. Cette source a été testée dans un premier temps avec à un générateur de puissance RF disponible en laboratoire utilisant la fréquence commerciale de 13.56 MHz. Pour une puissance délivrée de 200 W et une pression d'argon de 5 mTorr, l'efficacité du transfert de puissance, mesurée grâce à la sonde I-V, ne dépasse pas 50 %. Ainsi, sur les 200 W délivrés par le générateur, au moins 100 W sont dissipés dans le circuit magnétique. Le système est donc soumis à un chauffage important qui peut démagnétiser les aimants et faire fondre les pièces du support. En outre, une tension supérieure à 1 kV a été mesurée aux bornes de la bobine ce qui indique une part importante de couplage capacitif. Par conséquent, cette source n'est pas utilisable en tant que telle et un travail d'optimisation a dû être réalisé.

### II.4.2.1 Modèle électromagnétique de la décharge

Afin d'identifier les paramètres qu'il est pertinent de modifier, il est nécessaire de modéliser électriquement cette source ICP. On décrit ici le couplage électromagnétique en supposant que la décharge est purement inductive. On note  $L_0$  l'inductance propre de la bobine sans décharge et  $R_0$  la résistance du circuit telle que  $R_0 I_0^2$  est la somme des pertes Joule dans l'antenne et des pertes par courants de Foucault et hystérésis dans les pièces en fer doux du circuit magnétique. On représente sur la Figure II.25 l'antenne cylindrique de rayon  $r_{coil}$ , placée dans un tube en quartz de rayon  $r_0$  dans l'enceinte de rayon  $r_p$ .

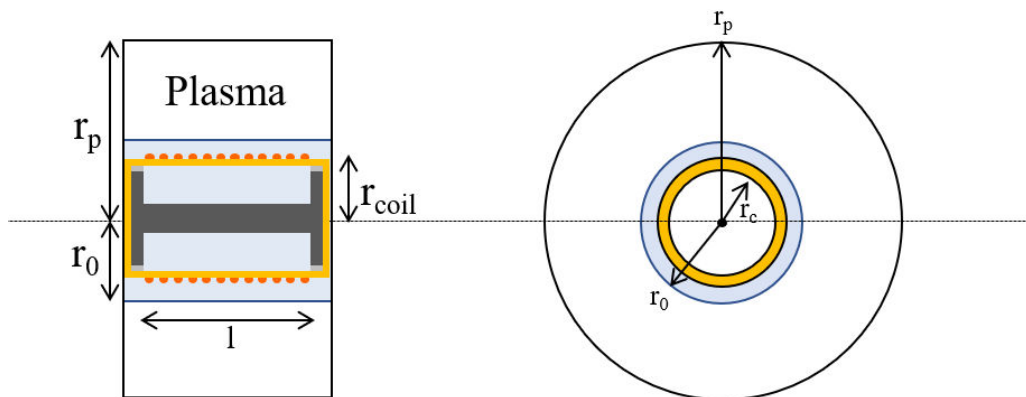


Figure II.25 - Source ICP dans son tube en quartz (coupe longitudinale et axiale).



La bobine est parcourue par un courant radiofréquence de valeur efficace  $I_0$  et de pulsation  $\omega_{RF}$ . Ce courant induit un champ magnétique axial  $B_z(t)$  créant par induction un champ électrique azimutal  $E_\theta(t)$  dans le plasma. Ce dernier chauffe les électrons sur une épaisseur  $\delta$  appelée épaisseur de peau dans laquelle le champ électrique  $E_\theta$  décroît de façon exponentielle avec le rayon et s'exprime comme :

$$E_\theta(r) = E_\theta(r_0) \exp\left(\frac{r_0 - r}{\delta}\right) \quad (\text{II.19})$$

L'épaisseur de peau  $\delta$  de l'onde dissipée dans le plasma s'exprime comme [Lieberman 2005] :

$$\delta = \left( -\frac{\omega_{RF}}{c} \operatorname{Im} \left( \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{RF}(\omega_{RF} - j\nu_{e-n})}} \right) \right)^{-1} \quad (\text{II.20})$$

avec la fréquence de collision électron-neutre  $\nu_{e-n}$  s'écrivant  $\nu_{e-n} = n_g \sigma_{e-n} \bar{v}_e$  (la section efficace pour les collisions électron-neutre sera prise égale à  $5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  dans nos conditions en argon d'après BOLSIG+).

On suppose qu'on est dans un régime de basse pression tel que  $\frac{\nu_{e-n}}{\omega_{RF}} \ll 1$ . Cette hypothèse, valable à 13.56 MHz (à 3 mTorr,  $\frac{\nu_{e-n}}{\omega_{RF}} \approx 0.1$ ), peut être néanmoins discutable pour des fréquences RF plus petites. Le plasma, ayant une forte densité électronique, est alors considéré comme un milieu très bon conducteur et d'épaisseur de peau petite devant les dimensions de l'enceinte ( $\frac{\delta}{r_p} \ll 1$ ).  $\delta$  peut alors s'approximer comme :

$$\delta \approx \frac{c}{\omega_{pe}} \quad (\text{II.21})$$

$\delta$  est ainsi proportionnel à  $1/\sqrt{n_e}$ . Pour un plasma de densité  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , l'épaisseur de peau est de l'ordre du demi-centimètre.

Par induction, une boucle de courant de rayon  $r_0$  circule dans le plasma autour du diélectrique dans une épaisseur  $0.5\delta$  [Chabert 2011]. Cette spire a une inductance notée  $L_1$  qui s'écrit, compte tenu de la géométrie de notre système :

$$L_1 = \frac{\mu_0 \pi r_0^2}{l} \quad (\text{II.22})$$

Le courant circulant dans le plasma engendre lui-même une tension dans la bobine d'excitation : il s'agit d'un phénomène d'inductance mutuelle. Le plasma peut donc être représenté comme le secondaire d'un transformateur d'inductance mutuelle  $M$  [Piejak 1992] schématisé sur la Figure II.26.

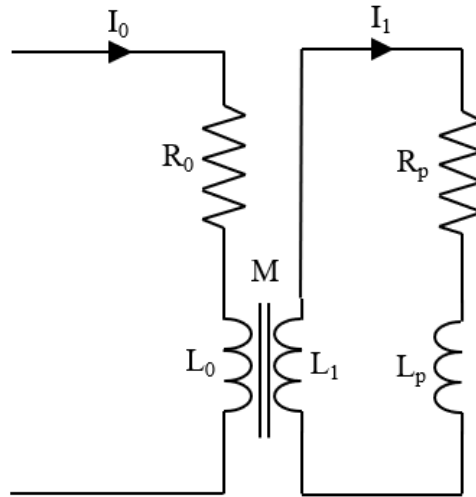


Figure II.26 - Représentation électrique du système antenne-plasma.

$R_p$  est la résistance du plasma, caractérisant la dissipation de puissance  $P_d$  par chauffage ohmique, telle que :

$$P_d = R_p I_1^2 \quad (\text{II.23})$$

avec  $I_1$  le courant induit circulant dans la boucle de plasma d'inductance  $L_1$ . La puissance  $P_d$  est dissipée sur une circonférence  $2\pi r_0$  et une section  $0.5l\delta$ . On pose  $\sigma_{eff}$ , la conductivité électrique du plasma s'écrivant :

$$\sigma_{eff} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu_{e-n}} = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{e-n}} \quad (\text{II.24})$$

A partir de la conductivité du plasma  $\sigma_{eff}$ ,  $R_p$  peut s'exprimer sous la forme [Chabert 2011] :

$$R_p = \frac{\pi r_0}{\sigma_{eff} l \delta} \quad (\text{II.25})$$

La résistance  $R_p$  dépend de  $n_e$  via la conductivité  $\sigma_{eff}$  et l'épaisseur de peau  $\delta$  : elle est inversement proportionnelle à  $\sqrt{n_e}$ . On note aussi l'effet de la pression (à travers  $\nu_{e-n}$ ) qui fait diminuer la conductivité du plasma. Les collisions électron-neutre engendrent également un déphasage entre le champ électrique circulant dans le plasma et le courant  $I_1$ . Le plasma se modélise ainsi comme une résistance  $R_p$  et une inductance  $L_p$  (inertie des électrons) montées en série.  $L_p$  dépend du terme de collision et s'écrit :

$$L_p = \frac{R_p}{\nu_{e-n}} \quad (\text{II.26})$$

L'inductance mutuelle  $M$  du transformateur est reliée au coefficient de couplage  $k$  par :

$$k^2 = \frac{M^2}{L_0 L_1} \quad (\text{II.27})$$

Compris entre 0 et 1, ce coefficient  $k$  dépend de la géométrie de la décharge et traduit l'efficacité du couplage inductif : il est dit « parfait » lorsque  $k = 1$ . Dans les conditions de

forte densité plasma, la valeur de  $k$  est maximisée pour une épaisseur de la fenêtre en quartz minimale : dans ces conditions,  $k \sim r_{coil}/r_0$  [Chabert 2011].

A partir du modèle « transformateur », on peut représenter l'impédance  $Z_s$  effectivement « vue » par le générateur comme l'association en série d'une résistance  $R_s$  et d'une inductance  $L_s$  (Figure II.27) :

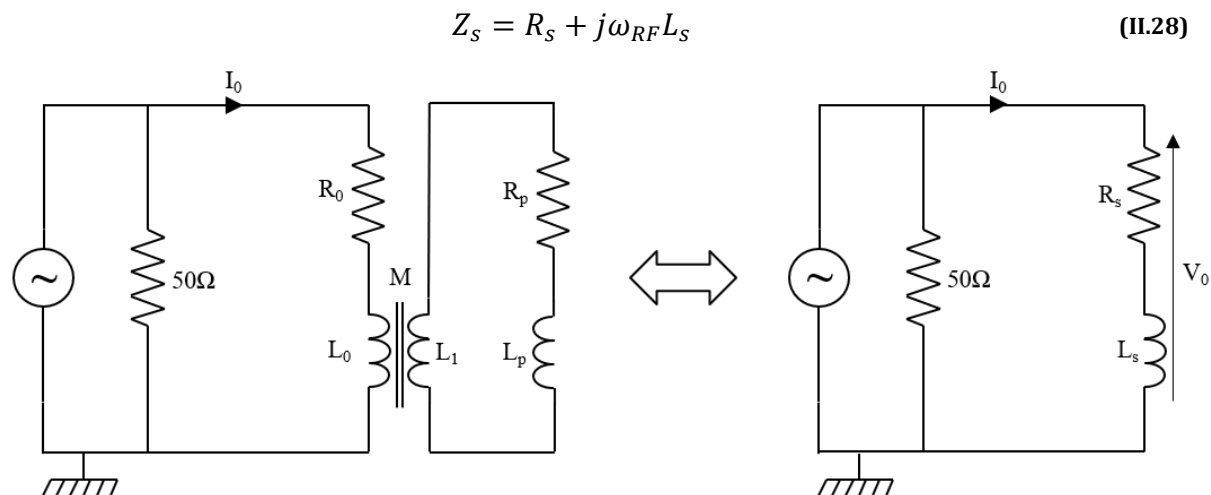


Figure II.27 - Modèle « transformateur » de la décharge inductive (g.) et sa simplification par une résistance et une bobine en série (d.).

La loi des mailles appliquée au primaire et au secondaire du transformateur permet de déterminer les expressions de  $R_s$  et  $L_s$  :

$$R_s = R_0 + M^2\omega^2 \left( \frac{R_p}{R_p^2 + \left( \omega L_1 + R_p \left( \frac{\omega}{v_{e-n}} \right) \right)^2} \right) \quad (\text{II.29})$$

et :

$$L_s = L_0 - M^2\omega^2 \left( \frac{L_1 + \frac{R_p}{v_{e-n}}}{R_p^2 + \left( \omega L_1 + R_p \left( \frac{\omega}{v_{e-n}} \right) \right)^2} \right) \quad (\text{II.30})$$

Cette simplification est pertinente car il est possible d'obtenir expérimentalement les valeurs de  $R_s$  et  $L_s$  grâce à la sonde I-V (des résultats de mesure sont présentés dans le chapitre IV). On rappelle que celle-ci donne accès à la tension aux bornes de la bobine  $V_0$ , au courant  $I_0$ , et au déphasage  $\phi$ . Partant de l'équation :

$$V_0 = Z_s I_0 = (R_s + j\omega_{RF}L_s)I_0 \quad (\text{II.31})$$

On peut déterminer les valeurs de  $R_s$  et  $L_s$  grâce aux équations suivantes :

$$R_s = \frac{V_0}{I_0} \cos(\phi) \quad (\text{II.32})$$

et :

$$L_s = \frac{V_0}{I_0 \omega} \sin(\phi) \quad (\text{II.33})$$

#### II.4.2.2 Influence de la fréquence RF

A partir du modèle « transformateur » de la décharge donnant accès à  $R_s$  et  $L_s$ , il est possible de tracer l'évolution de  $V_0$  et  $I_0$  en fonction de la fréquence  $f_{RF}$ . A partir de l'équation (II.17), on peut exprimer la puissance couplée au plasma  $P_d$  comme :

$$P_d = P_{gen} - P_{ref} - R_0 I_0^2 = (R_s - R_0) I_0^2 \quad (\text{II.34})$$

$I_0$  s'exprime donc comme :

$$I_0 = \sqrt{\frac{P_d}{R_s - R_0}} \quad (\text{II.35})$$

A partir de l'équation (II.32), on écrit la tension efficace  $V_0$  aux bornes de la bobine comme :

$$V_0 = I_0 \sqrt{R_s^2 + (\omega L_s)^2} \quad (\text{II.36})$$

La Figure II.28 présente, pour une densité plasma de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , une pression de 3 mTorr, et une température électronique de 5 eV l'évolution de  $V_0$ ,  $I_0$ , et de l'efficacité du transfert de puissance. Le coefficient de couplage  $k$  est pris arbitrairement égal à 0.5 et nous n'avons pas pris en compte les pertes fer dans les pièces en fer doux, difficiles à quantifier, dans le calcul de  $R_0$ . La prise en compte des pièces en fer doux se traduirait par une augmentation de  $R_0$ , donc par une chute de l'efficacité.

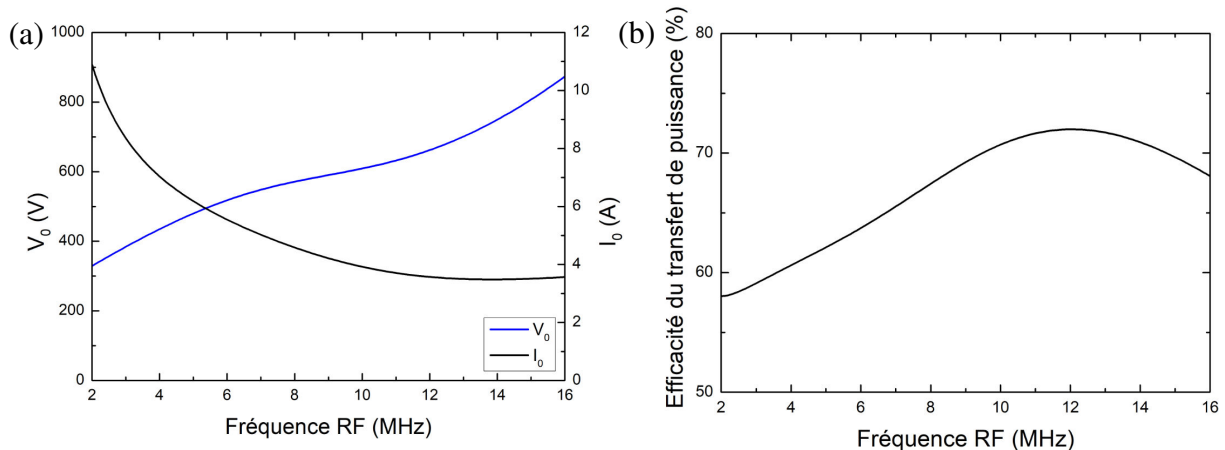


Figure II.28 - Evolution (a) du courant  $I_0$ , de la tension  $V_0$  et (b) de l'efficacité du transfert de puissance en fonction de la fréquence. On ne prend pas en compte les pertes fer dans les pièces en fer doux dans ce calcul.

On constate d'une part que la tension  $V_0$  chute lorsque la fréquence diminue : on passe ainsi de 800 V à 13.56 MHz à environ 400 V à 4 MHz, ce qui est positif dans l'optique d'une réduction du couplage capacitif. Pour ces mêmes fréquences, on observe d'autre part une multiplication par 2 du courant en passant à 4 MHz. Par conséquent, la puissance dissipée par

effet Joule augmente et l'efficacité du transfert de puissance chute, devenant inférieure à 60 %. En conclusion, bien que la diminution de la fréquence entraîne une diminution du couplage capacitif, l'augmentation du courant  $I_0$  fait diminuer significativement l'efficacité du couplage.

Il s'avère donc, de prime abord, qu'une diminution de la fréquence RF n'est pas pertinente dans la configuration actuelle de la source ICP. Néanmoins, utiliser une fréquence inférieure à 10 MHz rend possible l'utilisation de matériaux en ferrite magnétique en lieu et place du fer doux. Nous verrons, dans la section suivante, qu'une diminution de la fréquence alliée à une utilisation des ferrites permet d'atteindre une meilleure efficacité de couplage.

### II.4.2.3 Utilisation de ferrites dans le circuit magnétique

Si on s'intéresse à d'anciens travaux d'optimisation de sources ICP (lampes RF, antennes planes) [Godyak 2013] [Colpo 2005], on remarque que malgré des fréquences RF basses (de 800 KHz à 2 MHz), les efficacités de transfert de puissance dépassent 90 %. Ces sources ont pour point commun d'utiliser des ferrites magnétiques. Ils sont employés pour canaliser les lignes de champ magnétique RF. Ainsi, l'inductance de l'antenne RF augmente, le coefficient de couplage inductif  $M$  devient plus élevé ce qui a pour effet de diminuer le courant traversant la bobine.

Les ferrites ont plusieurs avantages qui les distinguent du fer doux. Ils ont une résistivité élevée ce qui atténue les pertes par courants de Foucault et il est possible de se procurer des ferrites dimensionnés pour des fréquences allant jusqu'à 6 MHz (ces ferrites sont couramment utilisés pour protéger les circuits électriques des ondes électromagnétiques extérieures). Dans le cas du propulseur ID-HALL, les ferrites auraient deux fonctions :

- Canaliser les lignes de champ magnétique statique afin de garantir la topologie magnétique spécifique (cusps, barrière magnétique) du propulseur.
- Canaliser les lignes de champ RF de sorte à maximiser le couplage inductif et à réduire les pertes.

L'utilisation des ferrites dans le propulseur ID-HALL pose quelques difficultés. Ce matériau est fragile, peu usinable, et il est difficile de se procurer certaines géométries. De plus, la perméabilité magnétique  $\mu_r$  pour le champ statique reste en deçà de celle du fer doux. Néanmoins, des simulations sous FEMM ont montré que l'utilisation de ce matériau n'impacte que très légèrement la cartographie magnétique. Nous avons donc choisi d'opter pour ce matériau.

Un ferrite peut se modéliser comme l'association en série d'une résistance et d'une inductance. Si on pose  $\mu = \mu' + j\mu''$ , la perméabilité complexe du ferrite, on a :

$$Z_{fer} = R_{fer} + jL_{fer}\omega = j\omega L'_{fer}(\mu' - j\mu'') \quad (II.37)$$

avec :

- $\mu'$  la perméabilité réelle reflétant la capacité du ferrite à conduire les lignes de champ magnétique.

- $\mu''$  la perméabilité complexe indiquant les pertes par dissipation thermique dans le ferrite, conséquences des pertes fer.

Ainsi, on définit le facteur de qualité  $Q = \frac{\mu'}{\mu''}$  traduisant les pertes de puissance au sein d'un ferrite. Le choix d'un matériau résulte d'un compromis entre les valeurs de  $\mu'$  et  $Q$  pour une fréquence donnée.

Le ferrite 4B1 de Ferroxcube (Figure II.29-a) présente de bonnes caractéristiques à 4MHz ( $\mu' = 300$  ;  $Q = 30$ ). Il a été utilisé pour le noyau cylindrique placé au centre de l'antenne. Pour les facettes latérales, un autre matériau, le PC200 de TDK (Figure II.29-b) a été usiné sur mesure car le 4B1 n'était pas disponible pour ces dimensions. Malgré une perméabilité plus grande ( $\mu' = 2000$ ), son facteur de qualité à 4 MHz est plus bas, de l'ordre de 1.

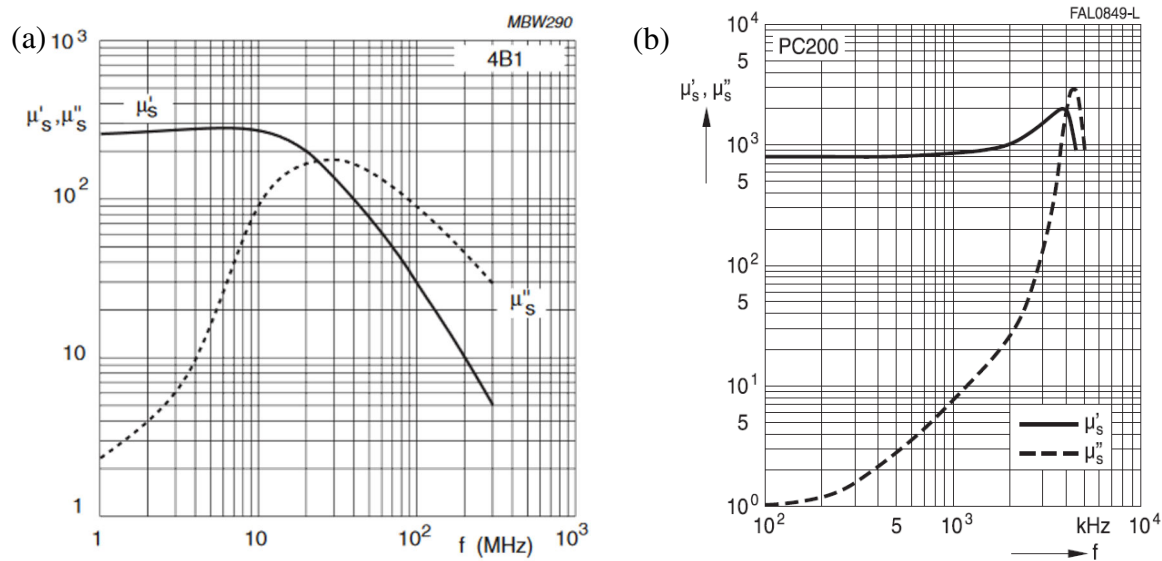


Figure II.29 - Perméabilité complexe en fonction de la fréquence des ferrites (a) 4B1 (Crédit image : Ferroxcube) et (b) PC200 (Crédit image : TDK).

Une version nouvelle de la source a donc été fabriquée (voir Figure II.30), utilisant les ferrites 4B1 et PC200 dans son circuit magnétique pour un fonctionnement optimal à la fréquence de 4 MHz. Des mesures au VNA ont montré une augmentation significative de l'inductance du système. On passe ainsi de 2.54  $\mu\text{H}$  à 6  $\mu\text{H}$  en remplaçant le fer doux par les ferrites. Nous verrons dans le chapitre 4 l'impact de ces ferrites sur les caractéristiques électriques de la source.

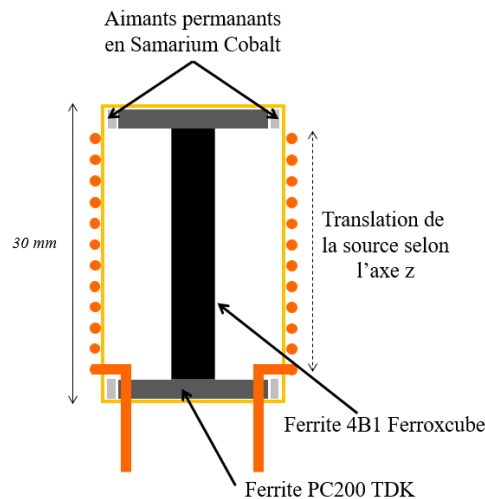


Figure II.30 - Schéma en coupe de la source d'ionisation avec intégration des ferrites.

### II.4.3 Alimentation de la source à 4 MHz

La source ICP a été préalablement caractérisée avant son intégration dans le propulseur ID-HALL. Pour cela, un amplificateur de signaux radiofréquence de la marque CREATIVE ELECTRONICS a été utilisé. Il amplifie des signaux pour des fréquences comprises entre 2 et 30 MHz et délivre une puissance maximale de 200 W. Afin de limiter au mieux la quantité de puissance réfléchie vers l'amplificateur, il est nécessaire de réaliser un circuit d'adaptation d'impédance de sorte que la charge vue par le générateur soit égale à la résistance de sortie du générateur, soit  $50 \Omega$ . Il existe différentes architectures standards de boîte d'accord : en L, en PI, en T, ou à transformateur. Nous décrivons dans la suite les deux modèles utilisés pour ce projet : une boîte d'accord en L commandée sur mesure pour la fréquence de 4 MHz et une boîte d'accord à autotransformateur fabriquée au laboratoire durant cette thèse.

#### II.4.3.1 Boîte d'accord en L

Le circuit d'adaptation d'impédance le plus couramment utilisé est le réseau d'adaptation en L. Dans ce réseau, décrit sur la Figure II.31, une borne de l'antenne est reliée à la masse et un condensateur de capacité  $C_{tune}$  est installé en parallèle de la bobine. Un deuxième condensateur de capacité  $C_{load}$  est placé entre l'amplificateur et l'antenne. En modifiant la capacité de chaque condensateur, l'impédance de la bobine couplée au plasma ( $R_s, L_s$ ) peut être égalée avec l'impédance de sortie de l'amplificateur.

Les deux condensateurs de ce réseau d'adaptation d'impédance ont un rôle distinct qu'il est possible d'identifier à partir du circuit électrique de la Figure II.31. En effet, si on pose  $X_{load} = -(C_{load}\omega)^{-1}$  et  $X_s = L_s\omega$  et que l'on considère l'admittance vue à droite des bornes A et A', on a :

$$Y_A = G_A + jB_A \quad (\text{II.38})$$

avec :

$$G_A = \frac{R_s}{R_s^2 + (X_{load} + X_s)^2} \text{ et } B_A = -\frac{X_{load} + X_s}{R_s^2 + (X_{load} + X_s)^2} \quad (\text{II.39})$$

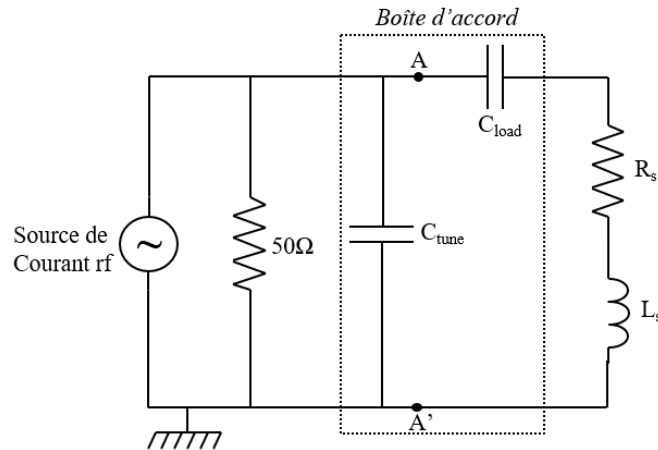


Figure II.31 - Schéma électrique du réseau d'adaptation en L implémenté dans le système « bobine + plasma ».

Les équations (II.39) permettent de dimensionner les condensateurs à utiliser pour la charge  $R_s, L_s$ .  $C_{load}$  est choisi de sorte à avoir :

$$G_A = \frac{1}{50} \Omega^{-1} \tag{II.40}$$

Ensuite, on dimensionne  $C_{tune}$  de sorte à annuler la partie réactive, tel que :

$$\omega C_{tune} = -B_A \tag{II.41}$$

Ces boîtes d'accord fonctionnent habituellement grâce à des condensateurs variables (à air ou sous vide) car  $R_s$  et  $L_s$  sont des paramètres dépendant des conditions de décharge. Typiquement, pour des plasmas ICP,  $R_s$  est de l'ordre de la dizaine d'Ohm tandis que  $L_s$  est légèrement inférieur à  $L_0$ . Les capacités requises pour  $C_{tune}$  et  $C_{load}$  pour différentes valeurs de  $R_s$  et  $L_s$  sont résumées dans le Tableau II.4.

$R_s$ ( $\Omega$ )	$L_s$ ( $\mu\text{H}$ )	$C_{tune}$ (pF)	$C_{load}$ (pF)
10	6	1590	304
20	6	975	315
30	6	650	315
20	5	975	393
20	4	975	523

Tableau II.4 - Valeurs des capacités requises pour réaliser l'accord en fonction de la charge vue par le générateur.

On constate que la capacité  $C_{tune}$  est très sensible aux variations de  $R_s$ . Il est à première vue nécessaire d'utiliser un condensateur variable d'une amplitude d'environ 1000 pF. Face à la difficulté de se procurer de tels condensateurs, un autre circuit d'adaptation d'impédance a été étudié, faisant l'objet de la section suivante.

### II.4.3.2 Boîte d'accord à autotransformateur

#### II.4.3.2.1 Principe de fonctionnement

Le fonctionnement de cette boîte d'accord requiert un transformateur et un condensateur. On considère d'abord le système illustré sur la Figure II.32 où le couple  $(L_s, R_s)$  représente la



charge. Le condensateur permet d'annuler la partie réactive du système, induite par  $L_0$ . Le dimensionnement de sa capacité suit la relation :

$$C_{acc} = \frac{1}{\omega^2 L_s} \quad (\text{II.42})$$

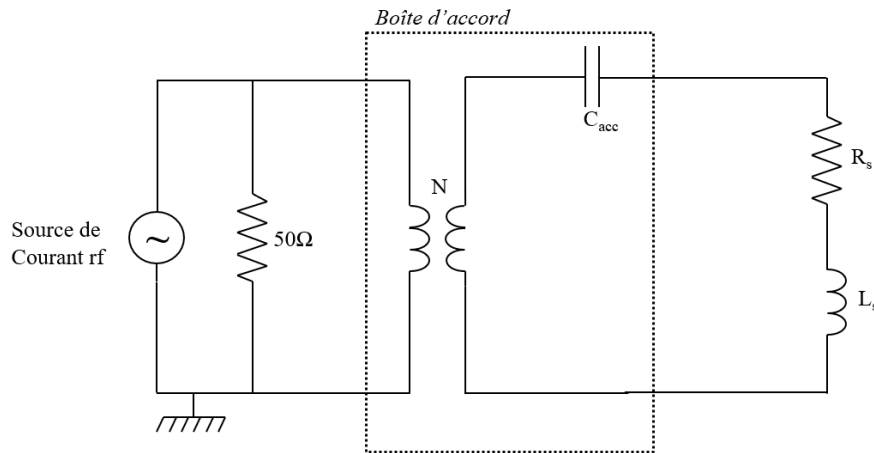


Figure II.32 - Circuit primaire d'adaptation d'impédance.

Le rôle du transformateur est de ramener la résistance vue au primaire à  $50 \Omega$ . En effet, si on pose  $N$ , le rapport de transformation (le nombre de spires au secondaire divisé par le nombre de spires au primaire),  $I_{pr}$ , l'intensité électrique dans le primaire, et  $I_{sec}$ , l'intensité électrique dans le secondaire, on a la relation :

$$N = \frac{I_{pr}}{I_{sec}} \quad (\text{II.43})$$

Dans le cas d'un circuit bien adapté, on a un transfert parfait de puissance électrique du primaire au secondaire, d'où l'expression :

$$R_{pr} I_{pr}^2 = R_{sec} I_{sec}^2 \quad (\text{II.44})$$

ce qui donne pour  $N$  :

$$N^2 = \frac{R_{sec}}{R_{pr}} \quad (\text{II.45})$$

#### II.4.3.2.2 Optimisation et dimensionnement des composants

Plusieurs optimisations, inspirées des travaux de thèse de Lara Popelier [Popelier 2012], sont apportées par rapport au circuit d'adaptation de base. L'utilisation d'un transformateur à ligne de transmission a été privilégiée afin d'optimiser le transfert de puissance tout en réduisant l'encombrement. Le secondaire est connecté à la masse en son point milieu tandis que deux condensateurs de capacité identique  $C_1$  sont placés entre le secondaire et l'antenne. Les deux branches du circuit secondaire sont donc symétriques, en opposition de phase, et une masse virtuelle apparaît au milieu de l'antenne excitatrice. Cette conception permet de diviser par deux le potentiel aux bornes de la bobine ce qui limite la contribution du couplage

capacitif dans la décharge plasma. Afin de pouvoir adapter plusieurs résistances, il est possible de modifier le nombre de tours du primaire et du secondaire du transformateur. Un sélecteur rotatif à 5 positions (1-2-3-4-5) permet d'ajuster le nombre de tours du primaire tandis qu'un interrupteur de type « on-on » permet de doubler ou pas le nombre de tours du secondaire (a-b). Ainsi, 10 rapports de transformation sont possibles correspondant à 10 charges adaptables résumées dans le Tableau II.5.

<b>Position :</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>
<b>a</b>	2.5	3.1	4.1	5.5	8
<b>b</b>	12.5	16.3	22.2	32	50

**Tableau II.5 - Ensemble des 10 charges adaptables (Ohm) par la boîte d'accord.**

La boîte d'accord schématisée sur la Figure II.32 est dite « figée », car dimensionnée pour la seule impédance  $L_0$ . Deux condensateurs variables à air connectés en parallèle de l'antenne, de capacités identiques  $C_{accord}$ , sont utilisés en supplément des capacités  $C_1$  pour adapter la charge ( $L_s, R_s$ ). Afin que les deux capacités soient en tout temps égales, on utilise un condensateur variable à air triple section (20-500 pF pour chaque section) [RF parts], dont l'armature est reliée à la masse. Deux sections parmi les trois disponibles constituent les capacités  $C_{accord}$ . Les condensateurs fixes  $C_1$  sont des condensateurs RF supportant une tension maximale de 1 kV. Ils sont dimensionnés pour annuler l'inductance de la demi-bobine  $L_0/2$  (plasma éteint) avec les capacités variables en position médiane ( $C_{accord} = 250 \text{ pF}$ ). L'impédance totale d'une branche du secondaire  $Z_{tot}$  s'écrit alors :

$$Z_{tot} = j \left( \frac{L_0 \omega}{2 - C_{accord} L_0 \omega^2} - \frac{1}{C_1 \omega} \right) \quad (\text{II.46})$$

$Z_{tot}$  s'annule pour :

$$C_1 = \frac{2 - C_{accord} L_0 \omega^2}{L_0 \omega^2} \quad (\text{II.47})$$

On obtient une capacité  $C_1$  d'environ 300 pF. Disposant au laboratoire de condensateurs RF de capacités égales à 800 et 1000 pF, l'association en série de 2 condensateurs de 800 pF avec 1 condensateur de 1000 pF permet d'obtenir une capacité de 286 pF, proche de la valeur requise.

Une photographie de la boîte d'accord construite durant cette thèse et son circuit électrique simplifié sont exposés sur la Figure II.33. Le bobinage du transformateur est enroulé autour d'un noyau en ferrite 4C65 (Ferroxcube) permettant de canaliser efficacement le flux magnétique RF tout en limitant les pertes fer. Ainsi, le système ne nécessite aucun moyen de refroidissement actif, même parcouru par des puissances de 100 à 200 W.

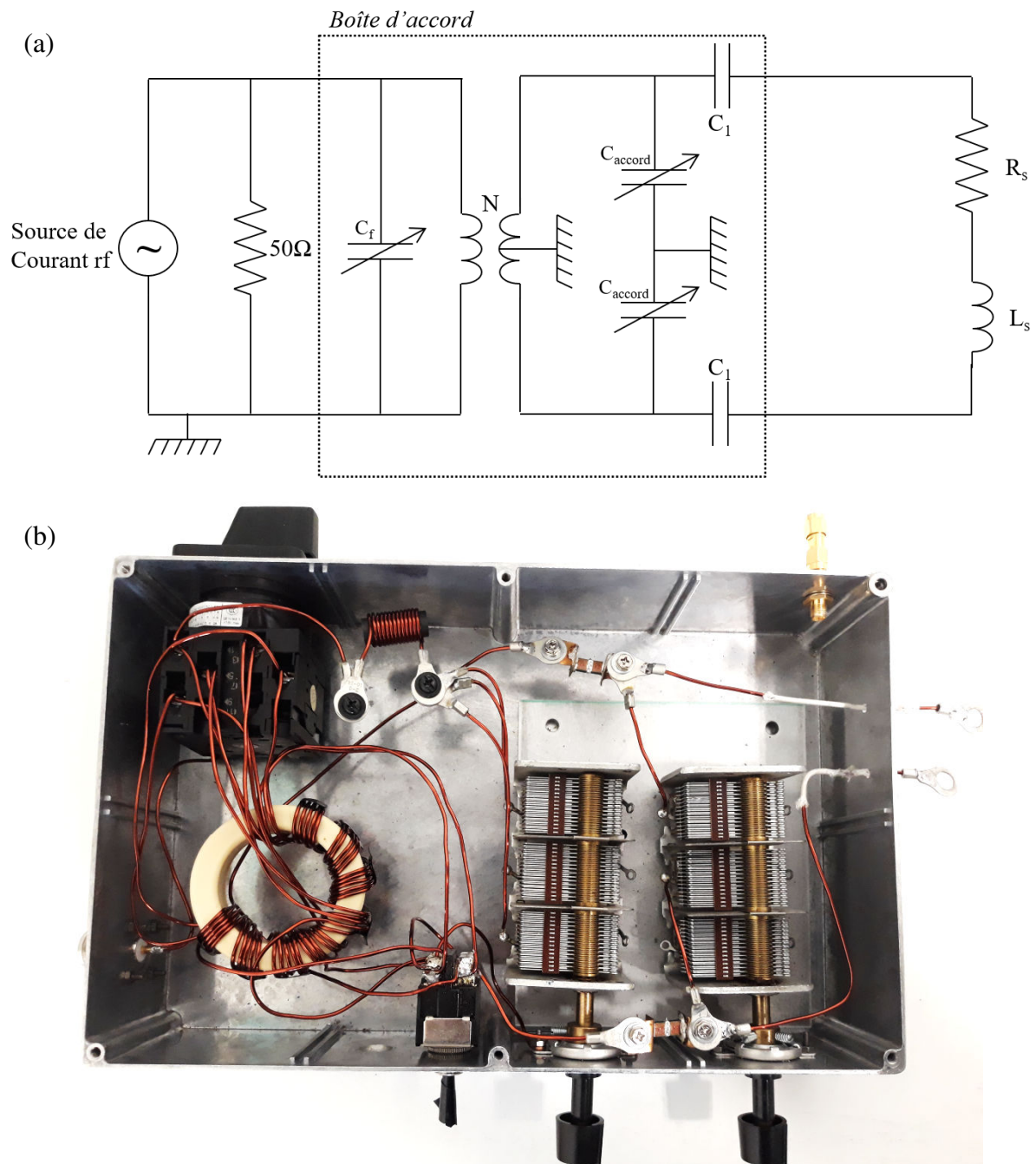


Figure II.33 - (a) Schéma électrique simplifié et (b) photographie de la boîte d'accord à autotransformateur construite durant la thèse.

On remarque enfin l'utilisation d'un deuxième condensateur variable de capacité  $C_f$ , identique au condensateur variable utilisé pour  $C_{accord}$ , placé en parallèle du primaire du transformateur. Il permet d'annuler l'inductance induite par l'utilisation du transformateur grâce à l'emploi de ses trois sections, permettant d'atteindre une capacité maximale de 1500 pF.

Cette boîte d'accord, accompagnée de l'amplificateur RF CREATIVE ELECTRONICS, sera utilisée pour la caractérisation expérimentale de la source ICP. A partir des données électriques mesurées par la sonde I-V, les valeurs de  $R_s$  et  $L_s$  seront précisément connues. A terme, un générateur RF à 4 MHz de plus forte puissance (600 W) accompagné d'une boîte

d'accord en L à réglage automatique et dimensionnée sur mesure sera utilisé pour les travaux sur le propulseur ID-HALL.

#### II.4.4 Anode

L'anode utilisée est constituée d'un anneau en cuivre reposant sur un support en céramique. Le positionnement axial de cette anode est un paramètre crucial pour le fonctionnement du propulseur double étage. Il va en effet influencer à la fois le transport axial des électrons mais aussi la position du champ électrique appliqué. Pour pouvoir ajuster la position de l'anode, l'anneau de cuivre est vissé sur une tige filetée, elle-même reliée à un translateur. Il est ainsi possible de déplacer l'anode selon l'axe de poussée. Par défaut, on retiendra 2 positions de l'anode correspondant respectivement aux modes « simple » et « double étage » du propulseur. La première position se situe au fond du canal cylindrique, à 1 cm du plan de sortie, tandis que la deuxième se trouve en amont du zéro de champ B à environ 3 cm du plan de sortie.

#### II.4.5 Cathode émettrice

La cathode utilisée pour le propulseur ID-HALL, fournie par le laboratoire ICARE [Joussot 2016], et modélisée par Gaétan Sary [Sary 2016], est illustrée sur la Figure II.34. Cette cathode de conception russe, appelée MIREA, est composée d'un tube creux métallique de longueur 10 cm et de diamètre 2.5 cm. Ce tube est polarisé à une tension comprise entre 100 et 300 V par rapport à l'anode du propulseur. A l'intérieur de ce tube se trouve une pastille d'hexaborure de lanthane ( $\text{LaB}_6$ ), matériau à faible travail de sortie (2.5 eV). Chauffée par un filament de tungstène parcouru par un courant d'environ 15 A, elle émet un courant électronique par émission thermoionique [Nottingham 1956]. Afin d'extraire la quantité requise d'électrons pour amorcer la décharge, on utilise une électrode externe filaire située à quelques millimètres du plan de sortie de la cathode. Appelée « starter » ou « keeper », elle est polarisée à une tension de 100 à 400 V par rapport à la cathode.

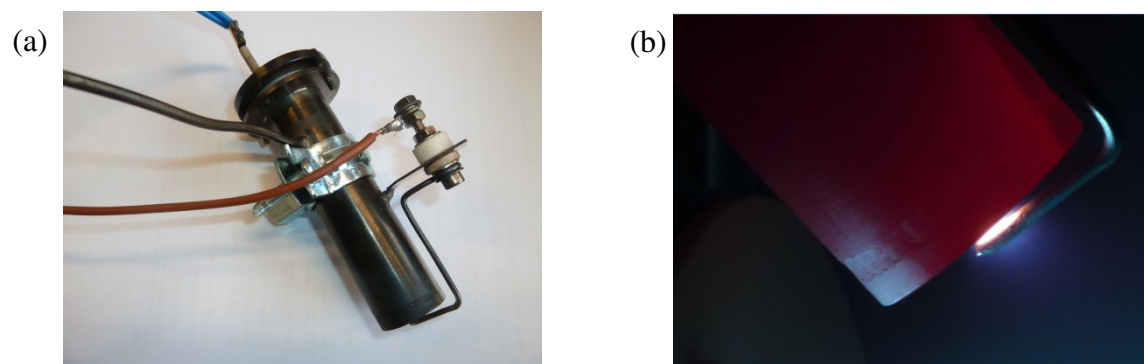


Figure II.34 - (a) Photographie de la cathode faisant apparaître les 3 câbles d'alimentation ; (b) cathode en cours de fonctionnement alimentée en xénon.

Cette cathode permet de délivrer un courant d'électrons pouvant atteindre 5 A auquel cas il n'est plus nécessaire d'appliquer un courant de chauffage dans le filament. Dans le contexte du propulseur ID-HALL, on s'attend plutôt à observer des courants de 1 à 2 A et un chauffage continu est donc obligatoire. La démarche pour allumer le propulseur est la suivante. La première étape consiste à chauffer le filament en augmentant progressivement le courant (de 0 à 15 A en 15 minutes). Après avoir alimenté la cathode en gaz (au moins 0.2

mg/s de xénon), on applique une différence de potentiel d'au moins 100 V entre l'anode et la cathode. Enfin, la mise en marche du propulseur est assurée par la mise en tension du starter. Celui-ci doit être impérativement éteint durant la durée de fonctionnement du propulseur et placé au potentiel flottant.

#### II.4.6 Moyen d'essai

Afin de se rapprocher au mieux des conditions du vide spatial, le moyen d'essai utilisé doit pouvoir garantir un vide limite conséquent, pomper efficacement le flux de gaz injecté, et être de taille suffisamment importante pour limiter les interactions du plasma avec les parois. Durant cette thèse, nous avons fait l'acquisition d'un caisson (visible sur la Figure II.35-a) mis au point au laboratoire GREMI d'Orléans avec ses moyens de pompage et certains éléments de diagnostic. Précédemment utilisé pour de la micro-propulsion [Diop 2015], il s'agit d'une chambre à vide cylindrique de rayon 50 cm et de longueur 100 cm.

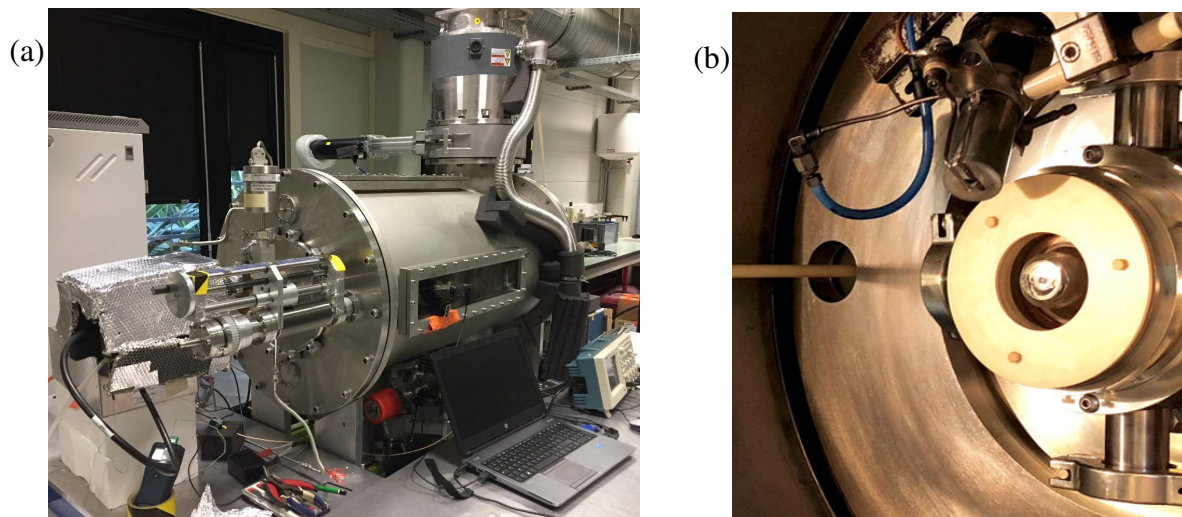


Figure II.35 - (a) Photographie du caisson GREMI avec ses moyens de pompage ; (b) photographie du propulseur installé dans l'enceinte.

Le système de pompage se compose de 3 pompes primaires et de 3 pompes turbomoléculaires. Ces dernières assurent une capacité de pompage cumulée de 5650 L/s en azote et permettent d'atteindre un vide limite de  $8 \times 10^{-8}$  mbar. Lorsqu'on injecte un débit de xénon de 1 mg/s, la pression résiduelle dans l'enceinte est de  $5 \times 10^{-5}$  mbar. Cette enceinte dispose de nombreux piquages permettant d'installer simultanément plusieurs diagnostics (sonde de Langmuir, sonde de flux ionique, RPA...). Enfin, de larges hublots latéraux donnent une grande visibilité et facilitent l'usage de diagnostics tels que la LIF (Fluorescence Induite par LASER).

## II.4 Conclusion du chapitre II

Une étude bibliographique nous a permis d'énoncer certains choix de conception pour la réalisation d'un propulseur de Hall double étage efficace. La chambre d'ionisation doit être placée proche de l'étage d'accélération et doit pouvoir générer des densités plasma de l'ordre de  $10^{12}$  cm<sup>-3</sup>. Les ions générés doivent être confinés et guidés efficacement vers la barrière magnétique d'extraction.

Un nouveau concept de propulseur de Hall double étage, appelé ID-HALL, a été conçu et assemblé durant cette thèse. Il dispose d'une source d'ionisation par couplage inductif qui permet de générer de fortes densités de plasma ( $> 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) à proximité du canal d'accélération. Le travail réalisé sur la configuration magnétique du propulseur a permis la conception d'une chambre d'ionisation avec confinement magnétique se raccordant avec la barrière magnétique de Hall.

Un travail important a porté sur la source d'ionisation afin d'optimiser l'efficacité du couplage inductive. Grâce à une diminution de la fréquence à 4 MHz et une conception spécifique de la boîte d'accord, le couplage capacitif est minimisé. L'utilisation de ferrites, rendue possible à cette fréquence, permet de maximiser l'efficacité du transfert de puissance et de limiter la montée en température du système.

Le chapitre suivant sera dédié aux différents diagnostics qui ont été développés durant cette thèse pour caractériser la source d'ionisation du propulseur ID-HALL.



# Chapitre III : Diagnostics développés pour l'étude de la source ICP

Ce chapitre présente les diagnostics développés durant cette thèse dont l'objectif est d'étudier et de caractériser la source inductive du propulseur ID-HALL. Pour ce faire, trois sondes ont été mises au point. La première est une sonde permettant de mesurer l'amplitude des oscillations radiofréquence du potentiel plasma. La seconde est une sonde de Langmuir, classiquement utilisée pour mesurer la densité électronique, la température électronique et les fonctions de distribution en énergie des électrons. Enfin, une sonde double a été fabriquée, permettant d'apporter des informations complémentaires à la sonde simple, tout en s'affranchissant de certaines contraintes liées à l'environnement particulier (couplage capacitif et champ magnétique statique) de la source plasma étudiée.

Une étude porte sur les mesures par sonde simple et sonde double en plasma avec ou sans champ magnétique statique. Son objectif est de déterminer, parmi l'ensemble des informations que peuvent apporter ces sondes, celles qui sont pertinentes à étudier dans le cadre de la caractérisation de la source ICP réalisée dans le chapitre IV.

## Table des matières

III.1	Sonde capacitive.....	77
III.1.1	Construction de la sonde et principe de mesure.....	77
III.1.2	Calibration de la sonde.....	78
III.2	Les Sondes électrostatiques.....	78
III.2.1	La sonde de Langmuir.....	79
III.2.1.1	Principe .....	79
III.2.1.2	Construction de la sonde .....	80
III.2.1.2.1	Mesures en présence d'un champ magnétique.....	81
III.2.1.2.2	Compensation RF.....	81
III.2.1.2.3	Système d'acquisition ESPAS .....	85
III.2.1.3	Méthodes de dépouillement .....	86
III.2.1.3.1	Lissage des données .....	86
III.2.1.3.2	Exploitation du courant électronique .....	87
III.2.1.3.3	Exploitation du courant ionique .....	90
III.2.1.3.4	Logiciel de traitement des données .....	93



III.2.1.4 Conclusion.....	94
III.2.2 La sonde double .....	95
III.2.2.1 Principe .....	95
III.2.2.2 Construction de la sonde .....	97
III.2.2.3 Acquisition et traitement des données.....	98
III.2.2.4 Problèmes rencontrés .....	99
III.2.2.4.1 Reproductibilité des mesures : nettoyage de la sonde.....	99
III.2.2.4.2 Réduction du bruit.....	100
III.3 Etude des différentes méthodes de mesure .....	101
III.3.1 Plasma non magnétisé .....	101
III.3.1.1 Température électronique.....	101
III.3.1.2 Densité électronique.....	103
III.3.2 Plasma magnétisé .....	104
III.3.2.1 Température électronique.....	104
III.3.2.2 Densité électronique.....	106
III.3.3 Discussion .....	107
III.4 Conclusion.....	108

### III.1 Sonde capacitive

Les décharges ICP sont sujettes à des oscillations RF du potentiel plasma  $V_p$  qui peuvent être problématiques lors des mesures par sonde électrostatique [Chen 2012] [Godyak 2011-a]. De manière générale, on peut écrire l'expression du potentiel plasma comme :

$$\tilde{V}_p = V_p + V_{RF} \cos(\omega t) \quad (\text{III.1})$$

Il a été montré [Watanabe 1999] que ces oscillations sont directement liées au couplage capacitif induit par la différence de potentiel aux bornes de l'antenne. D'autres éléments comme la présence d'un champ magnétique statique peuvent aussi influencer sur l'amplitude  $V_{RF}$  comme nous le verrons dans la suite. Une sonde capacitive a été construite pour mesurer  $V_{RF}$  en s'inspirant des travaux réalisés par Valery Godyak [Godyak 2011-a] [Popelier 2012] [Arancibia 2013-b].

#### III.1.1 Construction de la sonde et principe de mesure

La sonde capacitive construite durant cette thèse est représentée sur la Figure III.1-a. Elle consiste en une pièce cylindrique en acier inoxydable, percée en son centre, de diamètre externe 15 mm, de diamètre interne 2 mm, et de hauteur 5 mm. Plongée au sein de la décharge, cette pièce forme avec le plasma une capacité  $C_{\text{gaine}}$ . Au travers de cette pièce est inséré un capillaire en verre de diamètre externe 1.75 mm contenant un fil de tungstène de 0.2 mm de diamètre. Ce fil est isolé du plasma grâce à un point de colle céramique et forme avec la pièce cylindrique une capacité  $C_p$ .

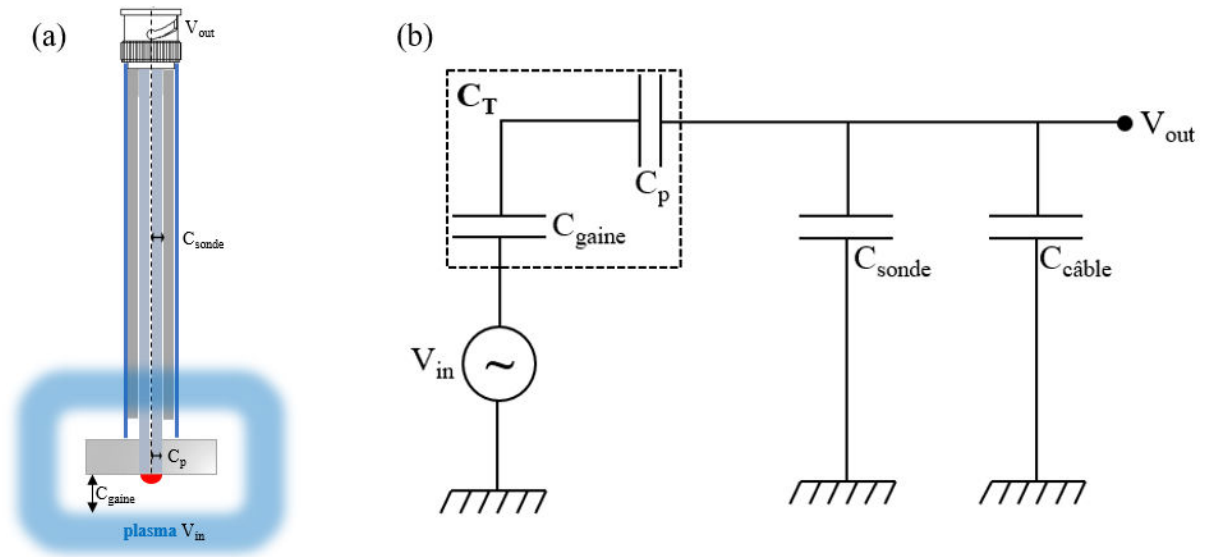


Figure III.1 - (a) Représentation schématique de la sonde capacitive ; (b) circuit électrique équivalent.

Le capillaire est inséré dans un tube métallique de longueur  $L$ , de diamètre externe 4 mm, et de diamètre interne 2 mm, connecté à la masse et formant avec le fil de tungstène un câble coaxial de capacité  $C_{\text{sonde}}$ . L'ensemble du système est accueilli dans un tube en Pyrex de diamètre externe 7 mm et de diamètre interne 5 mm. Une connectique BNC permet de réaliser l'interface entre la sonde et un oscilloscope. On note  $C_{\text{câble}}$ , la capacité du câble BNC utilisé pour la connectique.

Le circuit équivalent de la sonde capacitive est représenté sur la Figure III.1-b. La sonde peut être assimilée à un pont diviseur de tension. Les éléments de la sonde sont dimensionnés de sorte à respecter  $C_p \ll C_{gaine}$ , si bien que l'on peut négliger la contribution de la capacité  $C_{gaine}$ . Si on pose  $V_{in}$ , le potentiel en entrée (typiquement les fluctuations du potentiel plasma) et  $V_{out}$ , le potentiel lu à l'oscilloscope, on a :

$$V_{out} = \frac{C_p}{C_p + C_{sonde} + C_{câble}} V_{in} = \alpha V_{in} \quad (III.2)$$

Le coefficient  $\alpha$  peut être déterminé de façon analytique à partir de la géométrie du circuit ou en réalisant des mesures de  $V_{out}$  en appliquant une tension  $V_{in}$  connue [Watanabe 1999]. Ceci est l'objet de la section suivante.

### III.1.2 Calibration de la sonde

La calibration de la sonde consiste à appliquer un signal RF  $V_{in}$  sur la sonde cylindrique et à mesurer l'amplitude du signal  $V_{out}$  en sortie. Ces mesures ont été réalisées avec un GBF en utilisant deux longueurs de câble BNC : 1 mètre et 2 mètres correspondant respectivement à  $C_{câble1} = 100 \text{ pF}$  et  $C_{câble2} = 200 \text{ pF}$ . Les résultats sont donnés sur la Figure III.2.

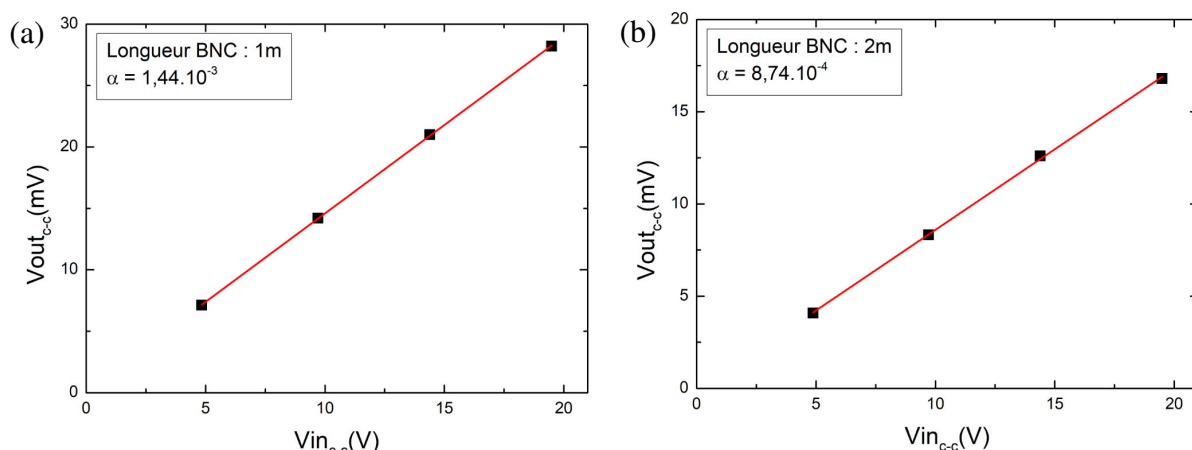


Figure III.2 - Amplitude crête-à-crête de  $V_{out}$  en fonction de  $V_{in}$  pour une longueur de câble BNC de (a) 1 mètre et (b) 2 mètres. Une interpolation linéaire permet de déterminer le coefficient de calibration  $\alpha$ .

La capacité  $C_{sonde}$  peut être estimée grâce à la relation :

$$C_{sonde} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r L}{\ln\left(\frac{R_3}{R_1}\right)} \quad (III.3)$$

avec  $R_3$  le rayon interne du tube métallique,  $R_1$  le rayon du fil de tungstène et  $\epsilon_r = 5$  la permittivité relative du verre. On obtient  $C_{sonde} \approx 50 \text{ pF}$ . Pour les deux coefficients  $\alpha$  mesurés, on déduit la même valeur de capacité  $C_p \approx 0.23 \text{ pF} \pm 0.02 \text{ pF}$ .

## III.2 Les Sondes électrostatiques

Les sondes électrostatiques, utilisées pour la première fois par Langmuir en 1924 [Mott-Smith 1926] constituent un des diagnostics les plus utilisés pour caractériser les plasmas. Si,

d'un point de vue pratique, elles sont simples à mettre en œuvre, l'exploitation des données brutes demande beaucoup de précautions et différentes théories et méthodes ont été développées relativement aux multiples conditions de décharge plasma. Dans cette section, nous présentons deux types de sonde électrostatique développés durant cette thèse : la sonde de Langmuir et la sonde double. Un accent particulier sera porté sur la complémentarité apportée par ces deux moyens de mesure.

### III.2.1 La sonde de Langmuir

La sonde de Langmuir consiste en une petite électrode métallique (de forme plane, sphérique, ou cylindrique) plongée dans un plasma et polarisée négativement ou positivement par rapport au potentiel plasma  $V_p$ . L'étude de la caractéristique courant-tension (I-V) permet de déterminer des grandeurs caractéristiques du plasma qui sont la température électronique  $T_e$ , la densité électronique  $n_e$ , le potentiel flottant  $V_f$  et plasma  $V_p$ , et donne également accès aux fonctions de distribution en énergie des électrons [Chen 2003]. Dans la suite du développement, on considérera le plasma constitué d'électrons et d'une seule population d'ions possédant une seule charge positive.

#### III.2.1.1 Principe

La sonde, à laquelle on applique le potentiel  $V_s$ , collecte un courant  $I_s$ , somme du courant électronique  $I_e$  et du courant ionique  $I_i$ .

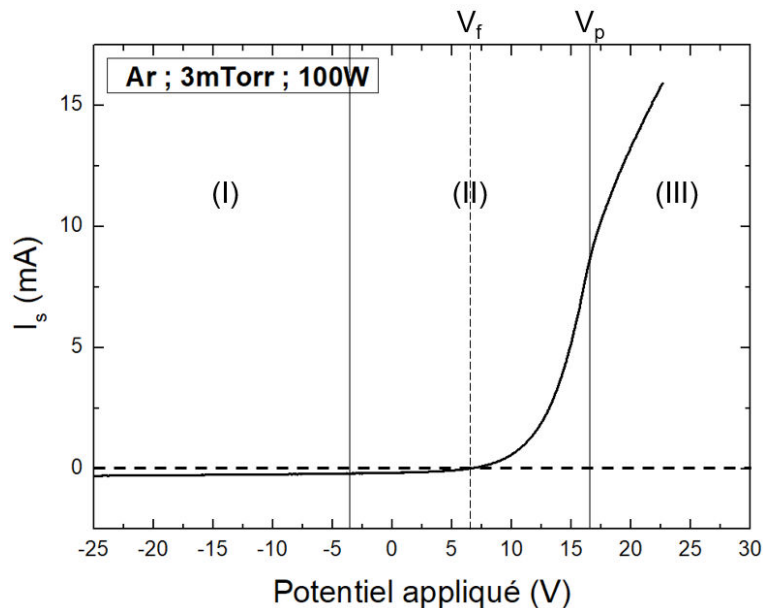


Figure III.3 - Caractéristique I-V obtenue par une sonde de Langmuir cylindrique en argon (3 mTorr, 100 W).

La Figure III.3 représente la courbe I-V caractéristique d'une sonde de Langmuir cylindrique. Cette courbe met en évidence 3 régions distinctes :

- La zone (I) ( $V_s \ll V_f$ ), ou branche de saturation ionique. Lorsque le potentiel appliqué est très négatif, la sonde repousse quasiment tous les électrons et attire les ions positifs. Il se forme une zone de charge positive autour de la sonde, appelée gaine ionique. Dans le cas d'une sonde cylindrique, l'épaisseur de la gaine augmente

lorsque le potentiel diminue, ce qui accroît la surface de collection et le courant d'ions collecté.

- La zone (II) ( $V_s < V_p$ ) qui correspond à une zone de collection mixte. Les électrons qui ont une énergie supérieure à  $e(V_p - V_s)$  parviennent à vaincre le potentiel répulsif et sont collectés par la sonde. Le potentiel flottant,  $V_f$ , correspond au potentiel pour lequel les courants ioniques et électroniques ont la même amplitude, ce qui annule le courant total. Lorsque  $V_s = V_p$ , aucun ion n'est collecté et il n'y a plus de gaine.
- La zone (III) ( $V_s > V_p$ ) qui correspond à la branche de saturation électronique. La sonde collecte l'ensemble de la population électronique et repousse les ions positifs. Une gaine électronique se forme et son épaisseur augmente avec l'élévation du potentiel appliqué. La surface collectrice augmente, ce qui conduit à une élévation du courant collecté.

### III.2.1.2 Construction de la sonde

L'électrode collectrice de la sonde de Langmuir est constituée d'un fil de tungstène de longueur  $l_s = 5 \text{ mm}$  et de rayon  $r_s = 50 \text{ }\mu\text{m}$ . Ces dimensions sont choisies de sorte à respecter un certain nombre de conditions nécessaires (résumées dans [Popov 2016]) pour pouvoir appliquer les théories classiques d'exploitation du courant électronique développées dans la suite du chapitre.

Dans un premier temps, la sonde doit avoir une dimension grande par rapport à l'épaisseur de la gaine  $d_g$  (de l'ordre de quelques longueurs de Debye  $\lambda_{DE}$  au potentiel flottant). Ainsi, on peut considérer la surface de collection équivalente à la surface de la gaine pour les ions. Dans des conditions typiques de densité et de température ( $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ;  $T_e = 4 \text{ eV}$ ), la longueur de Debye est d'environ  $10 \text{ }\mu\text{m}$ , ce qui reste petit devant  $r_s$ .

Ensuite, les libres parcours moyens des électrons  $\lambda_e$  et des ions  $\lambda_i$  doivent être grands par rapport au rayon de la sonde et à l'épaisseur de la gaine : on néglige ainsi les collisions entre les particules chargées et les neutres dans la gaine. A une pression de  $3 \text{ mTorr}$  et pour  $T_e = 4 \text{ eV}$ , on obtient  $\lambda_e = 20.2 \text{ cm}$  et  $\lambda_i = 1.01 \text{ cm}$ . Donc la condition  $\lambda_e, \lambda_i \gg d_g, r_s$  est respectée ; la gaine est considérée non-collisionnelle.

Enfin, la surface collectrice de la sonde  $A_p$ , ici égale à  $1.56 \text{ mm}^2$  doit être suffisamment petite par rapport à la surface des parois du réacteur pour ne pas engendrer de perturbations. En effet, la somme des courants collectés (sonde + parois du réacteur) est nulle, assurant ainsi la quasi-neutralité du plasma. La sonde étant petite, le courant collecté par les parois de l'enceinte est faible et n'engendre pas de modification des caractéristiques du plasma.

Le matériau utilisé pour la sonde de Langmuir est le tungstène pour sa bonne conductivité électrique, sa température de fusion élevée (environ  $3500^\circ\text{C}$ ), et sa dureté importante (6.5 à 7.5 sur l'échelle de Mohs) qui lui garantit une bonne résistance à la pulvérisation ionique. Cette électrode est connectée à un fil de cuivre, émaillé et blindé grâce à une feuille d'aluminium pour l'isoler du rayonnement RF. L'ensemble est inséré dans un tube en Pyrex, sur lequel est accolée une connectique BNC.

### III.2.1.2.1 Mesures en présence d'un champ magnétique

Réaliser des mesures de sonde de Langmuir en présence d'un champ magnétique statique impose de prendre certaines précautions [Popov 2016] [Godyak 2011-b]. En effet, nous avons montré dans le chapitre I que le transport des électrons est fortement anisotrope ( $\mu_{\perp} \ll \mu_{\parallel}$ ). Pour que la méthode de Druyvesteyn (décrite dans la partie III.2.1.3) soit toujours valide en présence du champ magnétique, on doit respecter [Kagan 1964] :

- (1)  $l_s \ll r_{L-e}$  si la sonde est parallèle aux lignes de champ magnétique.
- (2)  $r_s \ll r_{L-e}$  si la sonde est perpendiculaire aux lignes de champ magnétique.

Si on considère un champ magnétique de 200 G et une température électronique de 4 eV, on obtient  $r_{L-e} \approx 380 \mu m$ . La condition (1) n'est alors pas respectée mais la condition (2) est validée ( $r_s = 50 \mu m \ll r_{L-e}$ ) Il convient donc de placer la sonde perpendiculairement aux lignes de champ magnétique (Figure III.4-a). La Figure III.4-b illustre le positionnement adopté par la sonde de Langmuir pour la caractérisation de la source ICP du propulseur ID-HALL.

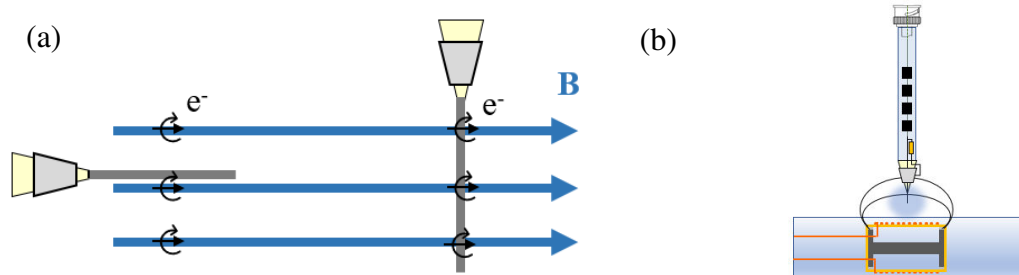


Figure III.4 - (a) Illustration démontrant l'intérêt de positionner la sonde de Langmuir perpendiculairement par rapport aux lignes de champ magnétique ; (b) positionnement idéal de la sonde de Langmuir vis-à-vis de la source d'ionisation du propulseur ID-HALL.

### III.2.1.2.2 Compensation RF

La sonde de Langmuir, utilisée dans des plasmas RF, est sensible aux oscillations du potentiel plasma. L'acquisition, qui consiste en un balayage du potentiel appliqué à la sonde, a une durée beaucoup plus importante que la période des oscillations RF. Ainsi, la valeur du potentiel plasma peut varier durant l'acquisition, d'autant plus que l'amplitude des oscillations  $V_{RF}$  sera grande [Chen 2003].

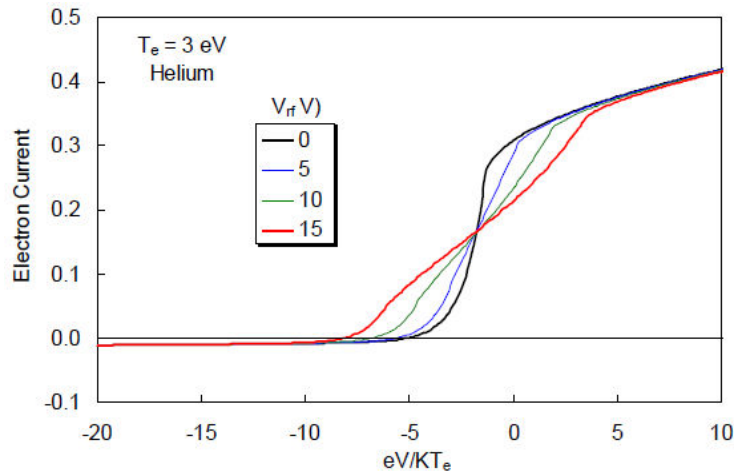


Figure III.5 - Effet des oscillations du potentiel plasma sur la courbe I-V [Chen 2003].

Ce phénomène est visible sur la Figure III.5. On observe que les courbes I-V sont d'autant plus déformées que l'amplitude  $V_{RF}$  est grande. Cela est dû au caractère non linéaire du courant électronique  $I_e$  en fonction de  $V_s$  ( $I_e \propto \exp(aV_s)$ ).

Deux approches permettent de remédier à ce problème :

- La compensation active : les oscillations RF sont compensées en utilisant un générateur qui ajoute au potentiel de la sonde une composante sinusoïdale de même pulsation, amplitude et phase que le potentiel plasma. Ainsi, la chute de potentiel développée dans la gaine reste constante et égale au potentiel  $V_s$  appliqué. Le potentiel appliqué à la sonde peut donc s'écrire :

$$\tilde{V}_s = V_s + \tilde{V}_{RF} = V_s + V_{RF} \cos(\omega t + \phi) \quad (\text{III.4})$$

On détermine manuellement les valeurs d'amplitude et de phase de sorte à minimiser la température électronique mesurée. Le principal inconvénient de cette méthode, outre le fait qu'elle soit manuelle, est qu'elle nécessite un matériel conséquent pour être mise en œuvre.

- La compensation passive [Sudit 1994] : cette méthode consiste également à ajouter une composante oscillatoire à  $V_s$ , de sorte à faire osciller la sonde à la même fréquence, amplitude et phase que  $\tilde{V}_p$ . On utilise pour cela une électrode externe de grande surface et polarisée au potentiel flottant. Cette dernière peut soit être une petite plaque métallique, soit un long fil enroulé autour de la sonde [Sudit 1994]. Outre sa grande taille, cette électrode de référence doit être placée le plus proche possible de la sonde car le potentiel n'est pas uniforme dans le plasma. Cette électrode est connectée à la sonde via un condensateur de capacité  $C_{add}$ , dimensionné de sorte à ne transmettre à la sonde que la composante variable  $\tilde{V}_{RF}$  du potentiel plasma. Il est également nécessaire d'isoler la sonde du circuit d'alimentation pour éviter que le signal  $\tilde{V}_{RF}$  soit transmis à la masse. On utilise pour cela des filtres coupe-bande (chokes) centrés sur la fréquence RF et sa deuxième harmonique. Cependant, comme pour la compensation active, il est impossible de faire osciller la sonde selon toutes les harmoniques constituant  $\tilde{V}_p$ .

La sonde de Langmuir fabriquée au cours de cette thèse est utilisée pour caractériser une décharge ICP à des fréquences de 4 MHz et 13.56 MHz. Un circuit de compensation RF passive, décrit ci-après, a été dimensionné. Le circuit équivalent de la sonde est représenté sur la Figure III.6-a. Les applications numériques sont données pour la fréquence de 4 MHz. Pour comprendre l'intérêt de recourir à une sonde de référence, on considère dans un premier temps le système sans sonde de référence. Les impédances  $Z_{gain}$  (interface entre la sonde et le plasma) et  $Z_{chokes}$  forment un pont diviseur de tension tel que :

$$\tilde{V}_s = \frac{Z_{chokes}}{Z_{gain} + Z_{chokes}} \tilde{V}_p \quad (III.5)$$

Afin que l'impact de la composante  $V_{RF}$  soit minimisé, on se donne le critère suivant [Sudit 1994] :

$$\frac{Z_{gain}}{Z_{gain} + Z_{chokes}} |V_{RF}| \ll T_e(eV) \quad (III.6)$$

soit :

$$Z_{chokes} \gg Z_{gain} \left( \frac{1}{T_e(eV)} |V_{RF}| - 1 \right) \quad (III.7)$$

$Z_{gain}$ , association d'une résistance  $R_{gain}$  et d'une capacité  $C_{gain}$  en parallèle, peut se calculer grâce aux expressions suivantes [Sudit 1994] :

$$R_{gain} \approx \frac{2\lambda_{DE}^2}{\epsilon_0 A_p v_B} \quad (III.8)$$

et :

$$C_{gain} \approx \frac{\epsilon_0 A_p}{2^{\frac{7}{4}} \lambda_{DE}} \left( \frac{V_p - V_s}{T_e(eV)} \right) \quad (III.9)$$

Pour un plasma ICP d'argon à 4 MHz de densité  $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et de température  $T_e = 4 \text{ eV}$ , on obtient  $Z_{gain} \approx 10 \text{ k}\Omega$ . Considérant de fortes oscillations de  $V_p$  ( $V_{RF} = 50 \text{ V}$ ), on doit respecter  $Z_{chokes} \gg 100 \text{ k}\Omega$ . Or, durant cette thèse, nous avons pu constater qu'il est très difficile de réaliser des filtres coupe-bande d'impédance supérieure à 100 k $\Omega$  à 4 MHz. La compensation de la sonde, dans ces conditions, est donc impossible.



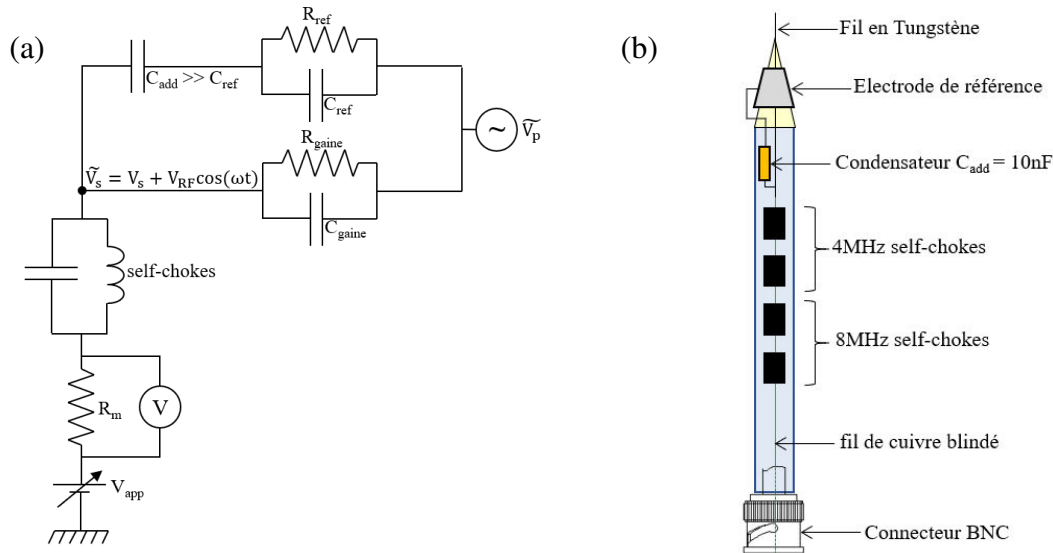


Figure III.6 - (a) Circuit électrique équivalent de la sonde de Langmuir compensée ; (b) représentation schématique de la sonde de Langmuir compensée pour une source ICP à 4 MHz.

On considère maintenant que la sonde est accompagnée d'une électrode de référence. L'électrode utilisée durant cette thèse est un cylindre métallique de longueur 10 mm, de rayon 2.5 mm, et de surface  $A_{ref} \approx 100A_p$  formant avec le plasma une impédance  $Z_{ref}$ . En reprenant les équations (III.8) et (III.9), on obtient :

$$R_{ref} \approx \frac{2\lambda_{DE}^2}{\epsilon_0 A_{ref} v_B} \approx 100 \Omega \quad (III.10)$$

et :

$$C_{ref} \approx \frac{\epsilon_0 A_{ref}}{7} \left( \frac{V_p - V_f}{T_e(eV)} \right) \approx 130 pF \quad (III.11)$$

On obtient  $Z_{ref} \approx 320 \Omega$  et l'équation (III.7) donne cette fois  $Z_{chokes} \gg 1 k\Omega$ . Les filtres coupe-bande de type « chokes » vendus dans le commerce ne sont pas précisément centrés sur les deux premières harmoniques du signal RF (ici 4 et 8 MHz). Grâce à un analyseur de réseau (VNA), un lot complet de filtres a été caractérisé et des associations de « chokes » en parallèle ont été montées afin d'aligner le pic d'impédance avec la fréquence ciblée. La Figure III.7 représente les meilleurs résultats obtenus pour les deux premières harmoniques. L'impédance atteint respectivement  $100 k\Omega$  et  $50 k\Omega$  aux première et deuxième harmoniques.

Ainsi, grâce à l'utilisation d'une électrode de référence, nous sommes parvenus à dimensionner des filtres coupe-bande permettant de respecter la condition énoncée dans l'équation (III.6), nécessaire pour minimiser l'impact de  $V_{RF}$  sur la mesure de sonde.

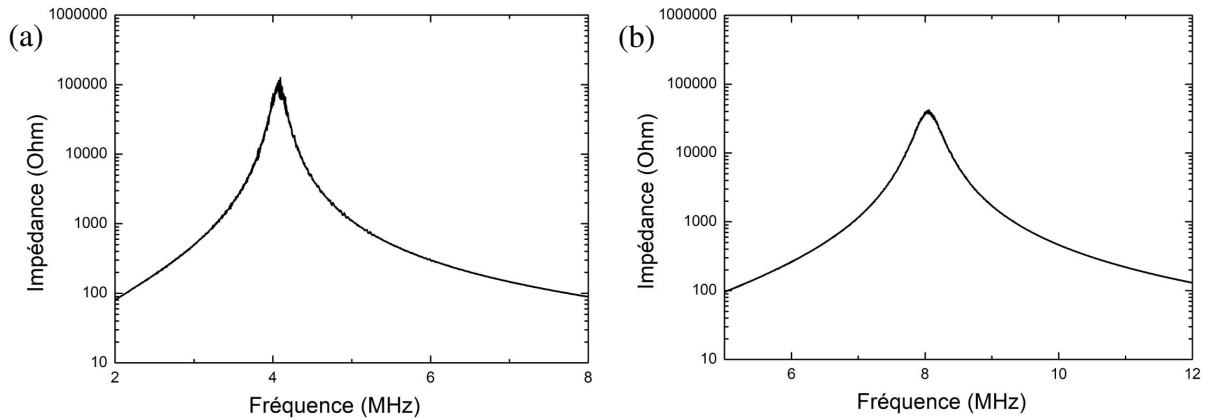


Figure III.7 - Impédances des filtres coupe-bande utilisés pour (a) la première harmonique et (b) la seconde harmonique, mesurées à l'analyseur de réseau.

Enfin, le condensateur  $C_{add}$  est dimensionné de sorte à respecter les conditions suivantes :

- Seul le signal  $\tilde{V}_p$  doit être transmis de l'électrode de référence vers la sonde.
- L'électrode de référence ne doit pas être polarisée à  $V_s$  et doit donc rester flottante.

On choisit  $C_{add}$  tel que, à 4 MHz,  $Z_{C_{add}} \ll Z_{ref}$ , soit  $C_{add} \gg C_{ref}$ . Pour cette sonde, nous avons pris  $C_{add} = 10 \text{ nF}$ .

### III.2.1.2.3 Système d'acquisition ESPAS

Le système utilisé pour réaliser les mesures de sonde repose sur un boîtier permettant à la fois l'alimentation de la sonde et l'acquisition des données. Entièrement développé au laboratoire LAPLACE, ce boîtier communique avec un ordinateur grâce à un port USB. Un logiciel (Figure III.8) permettant à la fois de piloter le boîtier et de visualiser les résultats, appelé ESPAS (*ElectroStatic Probe Analysis Software*), a été conçu par le service électronique du laboratoire. Des détails supplémentaires concernant l'architecture *hardware* du boîtier de sonde sont disponibles dans la thèse de Romain Baude [Baude 2014].

Si on se réfère au circuit électrique de la Figure III.6-a, le boîtier de sonde applique la rampe de tension  $V_{app}$  dont l'intervalle de tension maximal est [-60 V ; +60 V]. Le courant collecté par la sonde est mesuré à travers une résistance de mesure  $R_m$ . Si on considère la résistance de mesure, la résistance de la sonde  $R_{sonde}$ , et la compensation RF, le potentiel effectivement appliqué à la sonde  $V_s$  s'écrit :

$$\tilde{V}_s = V_{app} - R_{sonde}I_s - R_mI_s + V_{RF} \cos(\omega t) \quad (\text{III.12})$$

Dans sa précision maximale, le pas en tension atteint 0.059 V. Afin de conserver une bonne résolution quelle que soit l'amplitude des courants collectés, le boîtier peut alterner entre 4 résistances de mesure respectivement associées aux courants de sonde maximum de 100, 50, 10 et 5 mA. Une fonction de nettoyage consistant à appliquer une tension élevée (60 V) pendant un court instant permet de chauffer la sonde à blanc et d'éliminer les dépôts à la surface de l'électrode. La courbe I-V obtenue résulte d'un moyennage réalisé après un certain nombre de rampes en tension qu'il est possible de paramétrer (cf. Figure III.8 : « Nombre de mesures »). Il est également possible, pour chaque balayage en tension, de réaliser plusieurs

mesures moyennées à chaque point de tension (cf. Figure III.8 : « Echantillons/pt »). Bien adaptée aux plasmas de faible densité ( $< 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ), cette technique est déconseillée lorsque le courant collecté dépasse plusieurs dizaines de mA car la sonde reste davantage soumise au bombardement ionique et peut être sujette à de l'émission électronique secondaire.

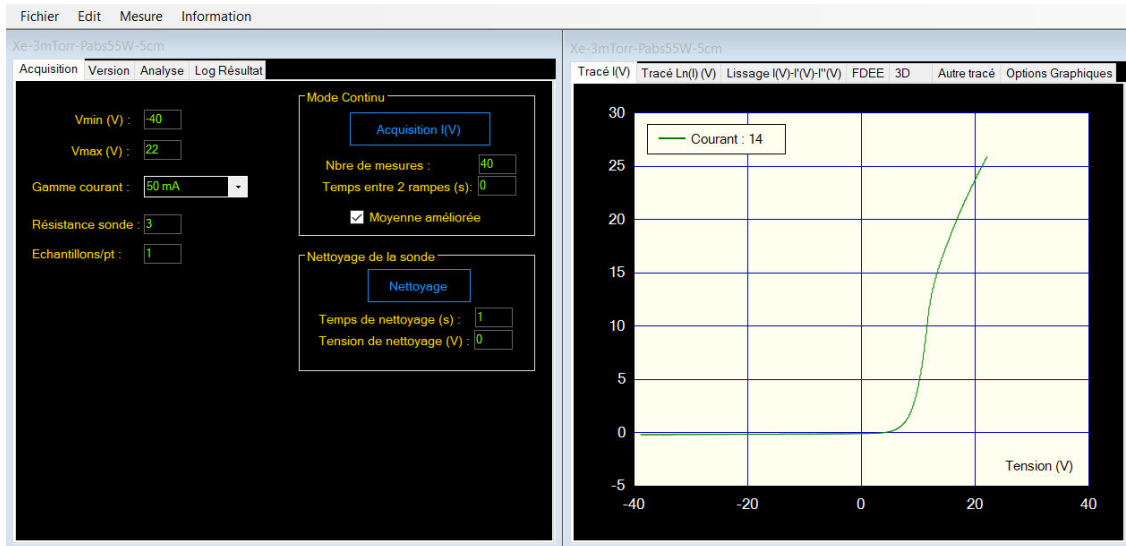


Figure III.8 - Vue de l'interface utilisateur proposé par le logiciel ESPAS.

### III.2.1.3 Méthodes de dépouillement

Dans cette partie, nous présentons les démarches employées pour traiter les données de sonde. Nous décrivons les informations apportées par l'étude du courant électronique collecté ( $V_p$ ,  $V_f$ ,  $n_e$ ,  $T_e$ , fonctions de distribution en énergie des électrons). Cette sonde étant utilisée dans un environnement magnétisé, il s'avère également intéressant d'étudier les théories de collection des ions car ces derniers ne sont pas affectés par le champ magnétique.

#### III.2.1.3.1 Lissage des données

Si on se limite aux données brutes acquises par le boîtier de sonde, le bruit de la mesure est préjudiciable pour avoir une bonne estimation du potentiel plasma et de la fonction de distribution en énergie des électrons. La méthode la plus couramment utilisée, dite des « moyennes glissantes », permet de réduire les aspérités mais atténue trop durement les variations rapides et les points d'inflexion. L'algorithme de Savitzky-Golay [Savitzky 1964] semble mieux adapté car il permet à la fois de lisser les données brutes et de conserver avec précision les points d'inflexion. Pour chaque point  $i$  de la courbe brute, on considère l'intervalle  $\left[ i - \frac{j}{2} ; i + \frac{j}{2} \right]$  et on détermine par régression le polynôme de degré  $N$  minimisant l'erreur au sens des moindres carrés. Le point  $i$  de la courbe lissée est la valeur de ce polynôme en ce point.

Si on considère les données acquises grâce au boîtier ESPAS qui, en moyenne, sont constituées de 1000 points, on choisira, selon la qualité de la mesure, des intervalles de lissage comprenant 70 à 100 points et des polynômes de degrés 2 à 3. Un exemple d'application de l'algorithme de Savitzky-Golay sur la dérivée première de la courbe I-V est présenté sur la Figure III.9.

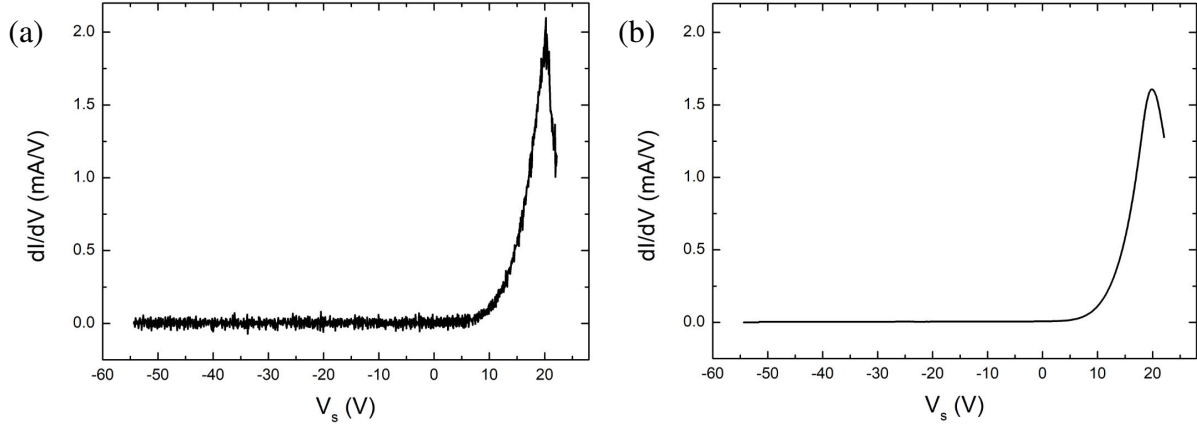


Figure III.9 - Dérivée première de la courbe de sonde I-V (a) brute et (b) traitée avec l'algorithme de Savitzky-Golay (90 points, polynôme de degré 2) obtenue à partir de mesures en argon, à 3 mTorr pour une puissance RF de 200 W.

Sur la courbe lissée (Figure III.9-b), le bruit lié à la mesure est supprimé et le potentiel plasma correspondant au maximum de la dérivée est mieux défini.

### III.2.1.3.2 Exploitation du courant électronique

On considère dans cette section la région (II) de la courbe I-V représentée sur la Figure III.3. Si on considère que la fonction de distribution en énergie des électrons est maxwellienne, on peut exprimer le courant électronique comme :

$$I_e = I_{e_{sat}} \exp\left(\frac{V_s - V_p}{T_e(eV)}\right) \quad (\text{III.13})$$

A  $V_p$ , l'ensemble des électrons est collecté. Graphiquement,  $V_p$  correspond au point d'inflexion de la courbe I-V (visible sur la Figure III.3). Une méthode précise pour obtenir  $V_p$  consiste à dériver deux fois la courbe I-V. On a alors :

$$\frac{d^2 I}{dV_s^2}(V_p) = 0 \quad (\text{III.14})$$

A  $V_p$ , l'épaisseur de la gaine étant nulle, la surface de collection du courant est égale à la surface de la sonde  $A_s$ . Le courant de saturation électronique  $I_{e_{sat}}$  s'écrit donc :

$$I_{e_{sat}} = \frac{1}{4} en_e A_s \bar{v}_e = en_e A_s \sqrt{\frac{eT_e(eV)}{2\pi m_e}} \quad (\text{III.15})$$

L'équation (III.15) permet notamment de déterminer  $n_e$  en ayant connaissance de la température électronique. Celle-ci peut être déterminée grâce à deux méthodes. D'une part, la pente de la fonction  $\ln(I_e) - V_s$  donne directement  $\frac{1}{T_e}$ . D'autre part, on peut écrire, au potentiel flottant  $V_f$  (tension pour laquelle  $I_s = 0$ ), l'égalité entre  $I_e$  et  $I_i$  comme :

$$I_e = I_i = en_s v_B A_s = en_s A_s \sqrt{\frac{eT_e(eV)}{M_i}} \quad (\text{III.16})$$

Les équations (III.13) et (III.16) permettent d'écrire :

$$e(V_p - V_f) = \frac{T_e(eV)}{2} \left( \ln \left( \frac{n_e}{n_s} \right) + \ln \left( \frac{M_i}{2\pi m_e} \right) \right) \quad (\text{III.17})$$

L'expression (III.17) permet, toujours sous l'hypothèse d'une distribution maxwellienne, d'estimer rapidement la valeur de  $T_e$  par simple lecture graphique. En effet, on obtient  $e(V_p - V_f) \approx 5.2T_e$  en argon et  $e(V_p - V_f) \approx 5.7T_e$  en xénon (en prenant  $n_s/n_e = 0.5$ ).

Afin de ne pas se limiter à l'approximation d'un plasma maxwellien, Druyvesteyn a développé une méthode permettant de déterminer directement la fonction de distribution en énergie des électrons à partir de la dérivée seconde de la courbe I-V [Druyvesteyn 1930]. Si on pose  $\epsilon = e(V_p - V_s)$  l'énergie des électrons,  $g_\epsilon$  la fonction de distribution en énergie des électrons (EEDF), et  $g_p$  la fonction de probabilité en énergie des électrons (EPPF), on a :

$$g_p(\epsilon) = \frac{2m_e}{e^2 A_p} \frac{d^2 I_e}{dV_s^2} (eV_p - \epsilon) \quad (\text{III.18})$$

avec  $g_p$  et  $g_\epsilon$  liés par la relation :

$$g_\epsilon(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} g_p(\epsilon) \quad (\text{III.19})$$

La densité électronique est obtenue en intégrant la fonction de distribution en énergie :

$$n_e = \int_0^{+\infty} g_\epsilon(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{III.20})$$

Une température dite « effective » peut être calculée à partir de l'énergie moyenne définie par :

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\int_0^{+\infty} \epsilon g_\epsilon(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{+\infty} g_\epsilon(\epsilon) d\epsilon} = \frac{1}{n_e} \int_0^{+\infty} \epsilon g_\epsilon(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{III.21})$$

On pose ainsi :

$$T_{eff} = \frac{2}{3} \langle \epsilon \rangle \quad (\text{III.22})$$

Le logarithme de la fonction de probabilité en énergie renseigne également sur la température électronique (inverse de la pente). La température effective est égale à la température réelle dans le cas d'une fonction de distribution maxwellienne. Si on analyse un exemple d'EPPF présenté sur la Figure III.10 obtenu pour un plasma d'argon à 3 mTorr, on remarque la présence de deux pentes, avec une cassure à environ 11 eV. Cette rupture de pente peut être expliquée par l'existence des seuils d'excitation à 11.50 eV et d'ionisation à 15.80 eV en argon. Ces deux pentes peuvent alors être décrites par deux températures électroniques distinctes,  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ .

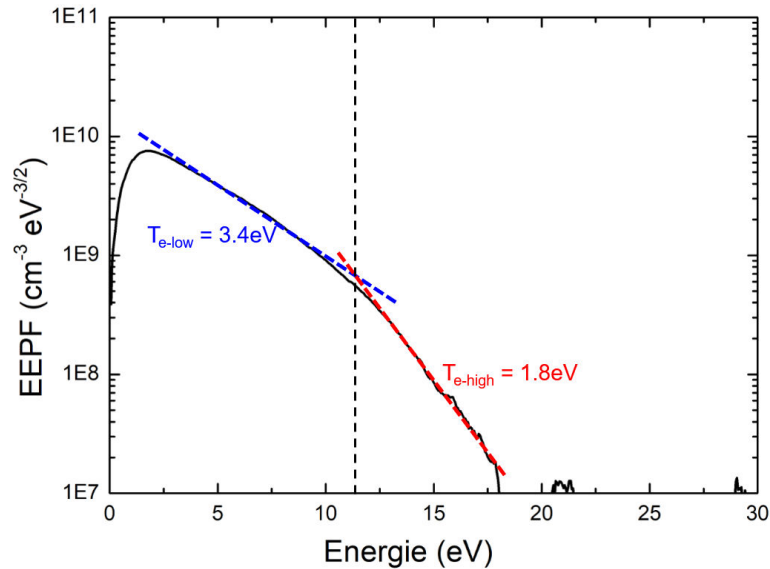


Figure III.10 - Exemple d'EEPF obtenue en argon, à 3 mTorr, pour une puissance RF de 200 W. On distingue 2 températures,  $T_{e-low}$  pour les basses énergies (pente bleue) et  $T_{e-high}$  pour les hautes énergies (pente rouge).

La Figure III.10 met également en évidence une déformation de l'EEPF pour les basses énergies caractérisée par un sommet situé à une énergie de 1.5 eV. L'information située à plus basse énergie de ce sommet est en partie perdue. Cela se traduit par une sous-estimation de la densité électronique (égale à l'intégrale de l'EEDF), mais conduit également à une surestimation de la température effective. La présence de ce sommet peut s'expliquer par l'existence d'une composante  $\tilde{V}_p$  non entièrement compensée par la compensation RF de la sonde de Langmuir. La largeur de ce sommet est également amplifiée par le filtrage de Savitzky-Golay. Prendre un intervalle de lissage plus étroit peut atténuer considérablement cette déformation, au prix d'oscillations importantes dans la région des hautes énergies. Dans certains cas « difficiles » (filtrage moins efficace), il est possible d'utiliser deux longueurs d'intervalle différentes pour traiter séparément les basses énergies et la queue de la fonction de distribution. Cela nécessite de trouver un point de raccord convenable entre les deux EEPF lissées. De façon générale, on utilisera un critère défini par Flender [Flender 1996] pour juger de la qualité d'une mesure de sonde. L'énergie correspondant au sommet de l'EEPF doit être inférieure à  $\frac{T_{eff}}{2}$  pour que la mesure soit jugée exploitable.

Afin de corriger cet effet aux basses énergies, une démarche [Lafleur 2015] [Godyak 1992] consiste à extrapoler linéairement la région des basses énergies. Si on pose  $\epsilon_s$  l'énergie correspondant au sommet de l'EEPF, on prolonge l'EEPF à partir de la pente mesurée à l'énergie  $2\epsilon_s$ . Un exemple d'extrapolation est présenté sur la Figure III.11.

Sur cet exemple, on constate une diminution modérée de la température effective (-5%) et une augmentation un peu plus conséquente de la densité électronique (+10%). On retrouve donc une partie de l'information perdue dans les basses énergies. Cependant, dans certains cas où les oscillations  $V_{RF}$  sont très fortes (dans les zones de fort champ magnétique comme nous le verrons dans la section III.3), l'EEPF est fortement aplatie et déformée. Les résultats issus de l'extrapolation de l'EEPF deviennent très dépendants de l'énergie à partir de laquelle

la courbe est prolongée : l'exploitation des données calculées après extrapolation est donc moins pertinente. Nous y reviendrons en détail à la fin de ce chapitre.

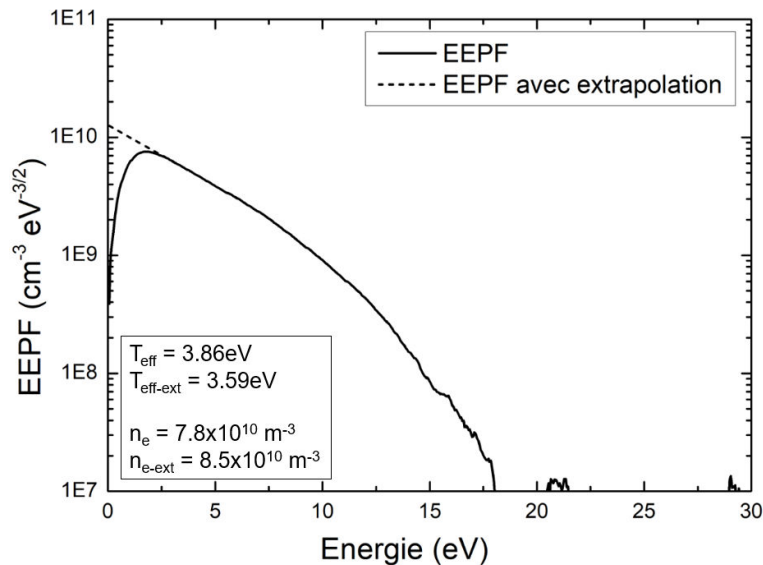


Figure III.11 - Extrapolation linéaire pour les basses énergies effectuée sur l'EEPF de la Figure III.10 (Ar, 3 mTorr, 200 W). En encadré figurent les températures électroniques effectives et densités électroniques calculées respectivement sans et avec extrapolation de l'EEPF.

### III.2.1.3.3 Exploitation du courant ionique

L'enjeu de ce travail est d'avoir connaissance de la densité électronique en exploitant le courant de saturation ionique collecté par la sonde de Langmuir dans la région des potentiels négatifs. Cette démarche est intéressante car pour des champs magnétiques d'intensité  $B < 500 \text{ G}$ , les ions collectés ne sont pas magnétisés. En effet, si on considère des ions d'argon collectés à la vitesse de Bohm  $v_B$ , une température électronique de 4 eV, et un champ magnétique de 150 G, on a  $r_{L-i} = 8.6 \text{ cm} \gg r_s$ . De nombreuses théories de collection d'ions ont été développées (résumées dans [Chen 2001]), mais de par les différentes approximations prises et l'hypothèse de gaine non collisionnelle, il faut considérer chaque résultat avec prudence.

1. La théorie OML (*Orbital Motion Limit*), proposée par Langmuir [Mott-Smith 1926], repose sur l'hypothèse que les ions venant de l'infini sont accélérés par le potentiel appliqué sur la sonde et suivent une trajectoire orbitale. Cela revient à supposer une épaisseur de gaine infinie (faible densité) et non collisionnelle (faible pression pour respecter  $\lambda_i \gg \lambda_{DE}, r_s$ ). Le potentiel dans la gaine doit également varier lentement de sorte à minimiser l'effet du champ électrique. En effet, dans le cas des ions de température  $T_i \approx 300 \text{ K}$ , la vitesse d'agitation thermique  $v_{th}$  est beaucoup faible que la vitesse de dérive  $v_d$  imposée par le champ électrique ( $v_d = eE/(M_i v_{i-n})$ ).  $E$  doit être suffisamment petit pour éviter que les ions sensibles au potentiel de la sonde ne soient collectés.

Si on pose  $X = \frac{|V_s - V_p|}{T_e(\text{eV})}$ , le courant d'ions  $I_i$  collecté dans la branche de saturation ionique s'écrit :

$$I_i = A_s e n_i \sqrt{\frac{e T_i (eV)}{2\pi M_i}} \left( 2 \sqrt{\frac{X}{\pi}} + \exp(X) \operatorname{erfc}(\sqrt{X}) \right) \quad (\text{III.23})$$

avec :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (\text{III.24})$$

En se plaçant dans la région des forts potentiels négatifs tel que  $|X| \gg 1$ , l'équation (III.23) peut être simplifiée comme :

$$I_i = A_s e n_i \frac{\sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\frac{e |V_s - V_p|}{M_i}} \quad (\text{III.25})$$

Pour obtenir une fonction linéaire en tension, l'expression (III.25) est élevée au carré et dérivée pour exprimer  $n_i$  comme :

$$n_i = \frac{\pi \sqrt{M_i}}{e^{\frac{3}{2}} A_p \sqrt{2}} \sqrt{\left| \frac{d(I_i^2)}{dV_s} \right|} \quad (\text{III.26})$$

Bien qu'elle ne soit pas adaptée aux fortes densités (gaine fine) et pressions (gaine collisionnelle), Chen a montré [Chen 2009] une bonne corrélation de l'expression III.25 avec le courant ionique effectivement mesuré dans un plasma d'argon à 15 mTorr et présentant des densités supérieures à  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Cette corrélation entre la théorie OML et l'expérience n'est pas expliquée compte tenu des approximations prises ( $T_i \rightarrow 0$ , gaine infinie) qui ne sont pas vérifiées dans l'expérience.

2. La théorie Allen-Boyd-Reynolds (ABR) [Allen 1957] fait cette fois l'hypothèse d'une gaine finie et tient compte de la distribution de potentiel dans la gaine. Les ions sont considérés immobiles à l'infini puis accélérés par le champ électrique dans la gaine. Cela se traduit par une trajectoire purement radiale des ions par rapport à la sonde (on néglige le mouvement orbital). Ainsi, pour un courant donné, cette méthode tend à sous-estimer la densité électronique, jusqu'à un facteur 3.

3. Bernstein et Rabinovitch ont défini une théorie [Bernstein 1959] considérant à la fois l'hypothèse de gaine fine (non collisionnelle) et des trajectoires orbitales des ions, mais seulement dans le cas d'une distribution isotrope d'ions monoénergétiques. Ces calculs ont été repris par Laframboise et étendus au cas d'une distribution maxwellienne en énergie des ions [Laframboise 1966]. Le courant d'ions, présenté alors sous forme de courbes paramétrées, suit la relation :

$$I_i = A_p e n_i \sqrt{\frac{e T_e (eV)}{2\pi M_i}} i_i(X) \quad (\text{III.27})$$



avec  $i_i(X)$ , dépendant de  $\frac{r_s}{\lambda_{DE}}$  donc de  $T_e$  et de  $n_i$ . Steinbrüchel a proposé une formulation de  $i_i(X)$  en  $a(-X)^b$  avec  $1.13 \leq a \leq 1.3$  et  $0.2 \leq b \leq 0.5$  [Steinbrüchel 1990] selon les valeurs de  $\frac{r_s}{\lambda_{DE}}$ . Complexe à mettre en œuvre, il a été montré [Chen 2001], dans un plasma ICP d'argon à une pression de 10 mTorr, que cette méthode tend à surestimer la valeur de  $n_i$ .

4. Enfin, il a été observé [Chen 2002], pour une densité de plasma comprise entre  $10^{10}$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , une évolution du courant de saturation ionique en  $V_s^{\frac{3}{4}}$  similaire à celle indiquée dans la loi de Child-Langmuir pour une électrode plane. L'épaisseur de la gaine  $d_g$  s'écrit alors [Chen 2002] :

$$d_g(X) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{h_0}} (2X)^{\frac{3}{4}} \lambda_{DE} \quad (\text{III.28})$$

avec  $h_0 \approx 0.5$  le rapport entre la densité de plasma  $n_i$  et la densité en lisière de gaine pour des ions à la température ambiante ( $T_i \approx 300 \text{ K}$ ). Le courant ionique au potentiel flottant s'écrit alors :

$$I_i(V_f) = 2\pi n_i (r_s + d_g(X_f)) l_s h_0 v_B \quad (\text{III.29})$$

avec  $X_f = \frac{|V_f - V_p|}{T_e(eV)}$ ,  $V_f$  et  $V_p$  étant connus grâce à l'analyse de la courbe de sonde I-V.  $T_e$ , présent dans l'expression de  $\lambda_{DE}$  et de  $v_B$ , est calculé à partir de l'énergie moyenne issue de l'EEPF.

On remarque dans l'équation (III.29) que le terme  $d_g(X_f)$  est proportionnel à  $\lambda_{DE}$ , donc à  $n_i^{-\frac{1}{2}}$ . Trouver la solution de l'équation (III.29) revient donc à résoudre un polynôme d'ordre 2 en  $n_i^{\frac{1}{2}}$  tel que :

$$An_i + Bn_i^2 + C = 0 \quad (\text{III.30})$$

avec :

$$A = r_s ; \quad B \approx X_f^{\frac{3}{4}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e(eV)}{e}} ; \quad C = \frac{I_i(V_f)}{2\pi l_s h_0 v_B} \quad (\text{III.31})$$

On en déduit alors l'expression de  $n_i$  :

$$n_i = \left( \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \right)^2 \quad (\text{III.32})$$

Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi d'implémenter la méthode OML (1.) et la méthode dite de Child-Langmuir (4.) pour l'analyse de la branche de saturation ionique. Il a été montré expérimentalement [Chen 2002] [Chen 2009] que ces deux méthodes offrent une

bonne approximation de la densité de plasma dans l'intervalle  $[10^{10} ; 10^{12} \text{ cm}^{-3}]$  bien que ce ne soit pas justifié par la théorie.

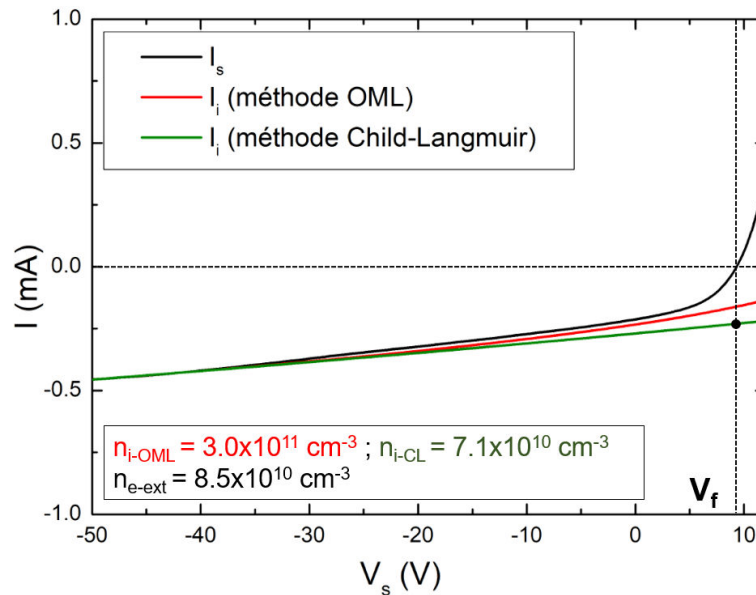


Figure III.12 - Exemple d'extrapolation du courant ionique effectuée selon les méthodes OML (rouge) et Child-Langmuir (vert) pour le cas des Figure III.10 et III.11 (Ar, 3 mTorr, 200 W). Le point noir représente le courant  $I_i(V_f)$  de l'équation (III.29).

La Figure III.12 représente un exemple d'extrapolation du courant ionique par les méthodes OML et Child-Langmuir (CL). L'extrapolation est effectuée à partir du courant mesuré sur l'intervalle  $[-50 \text{ V} ; -40 \text{ V}]$ . On constate ici que l'extrapolation par la méthode OML coïncide davantage avec la branche de saturation ionique par rapport à la méthode CL. Cependant, si on compare les densités obtenues par ces méthodes à la densité issue de l'EEPf, on constate que  $n_e$  est surestimé d'un facteur 4 par la méthode OML ( $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) tandis que la méthode CL donne un résultat du même ordre de grandeur ( $7.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ). Il s'avère d'ailleurs que sur l'ensemble des mesures de sonde réalisées durant cette thèse, une surestimation de la densité plasma d'un facteur compris entre 3 et 4 a été constatée avec la méthode OML. Cette méthode ne sera donc pas utilisée dans la suite de la thèse.

#### III.2.1.3.4 Logiciel de traitement des données

Un logiciel, développé en Java, a été mis au point pour traiter les données (courbes I-V) acquises par le boîtier de mesure. Par défaut, il filtre les courbes selon l'algorithme de Savitzky-Golay, calcule les fonctions de distribution en énergie, et détermine à partir de celles-ci les paramètres ( $n_e, T_e$ ) du plasma. En cochant l'option correspondante, il est possible de traiter les données par les méthodes OML et CL afin de déterminer la densité plasma. Enfin, une option permet de réaliser l'extrapolation linéaire de l'EEDF.

L'interface de ce logiciel est illustrée sur la Figure III.13. Les informations demandées à l'utilisateur, pouvant être sauvegardées, concernent les dossiers de travail, les réglages du filtre de Savitzky-Golay, les dimensions de la sonde, et le gaz utilisé. La bibliothèque JavaFX permet la mise en œuvre aisée d'interfaces graphiques (boutons, champs de texte...) rendant l'Interface Homme-Machine (IHM) simple et ergonomique. L'utilisation de Java permet en

outre d'exécuter ce logiciel sur toutes les configurations disposant d'une machine virtuelle Java, quel que soit le système d'exploitation (OS) utilisé.

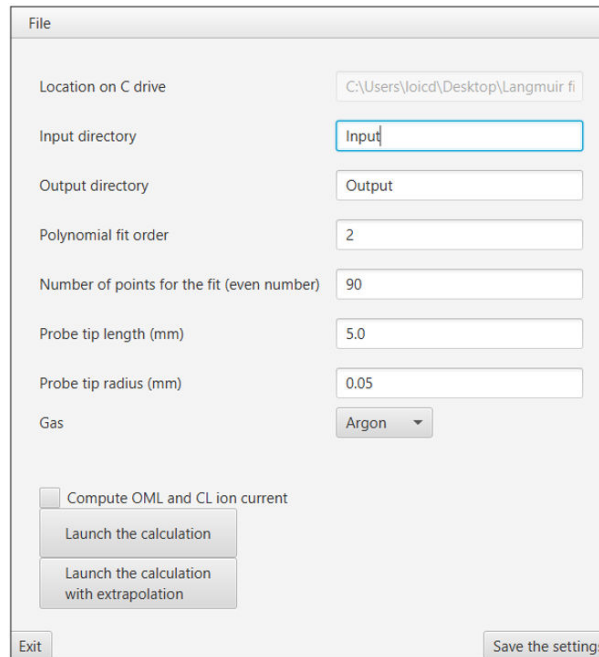


Figure III.13 - Interface du logiciel de traitement des données.

#### III.2.1.4 Conclusion

La sonde de Langmuir décrite dans cette partie nous permet donc d'avoir accès aux différents paramètres du plasma ( $V_p$ ,  $n_e$ ,  $T_e$ ) ainsi qu'aux fonctions de distribution grâce à la méthode de Druyvesteyn.  $T_e$  et  $n_e$  peuvent être obtenus par les différentes méthodes de dépouillement résumées ci-dessous :

Pour la température électronique :

- $T_e$  (EEDF) obtenu à partir de l'énergie moyenne issue de l'EEDF.
- $T_e$  (EEDF ext.) obtenu à partir de l'énergie moyenne issue de l'EEDF extrapolée.
- $T_e$  ( $I - V$ ) obtenu à partir de l'inverse de la pente du logarithme du courant électronique.

Pour la densité électronique :

- $n_e$  (EEDF) obtenu à partir de l'intégrale de l'EEDF.
- $n_e$  (EEDF ext.) obtenu à partir de l'intégrale de l'EEDF extrapolée.
- $n_{e-vp}$  obtenu à partir de la courbe I-V à  $V_p$ .
- $n_{e-CL}$  obtenu à partir de la branche de saturation ionique (méthode CL).

### III.2.2 La sonde double

La sonde double peut représenter une alternative pour pallier les différents problèmes rencontrés avec la sonde de Langmuir. Cette sonde est flottante, ce qui la rend moins intrusive et moins sensible aux oscillations du potentiel plasma. Nous verrons également que les électrons collectés, étant les plus énergétiques, sont moins sensibles au champ magnétique statique.

#### III.2.2.1 Principe

La sonde double [Johnson 1950], dont le principe est schématisé sur la Figure III.14 est constituée de deux sondes de surfaces équivalentes, nommées  $A_1$  et  $A_2$ . Une tension est appliquée entre les deux sondes grâce à un générateur non relié à la masse. On mesure le courant au travers d'une résistance  $R_m$ .

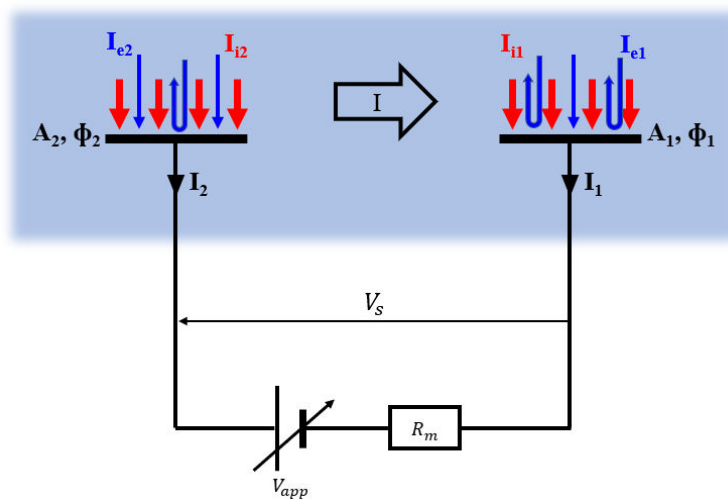


Figure III.14 - Schéma de principe de la sonde double.

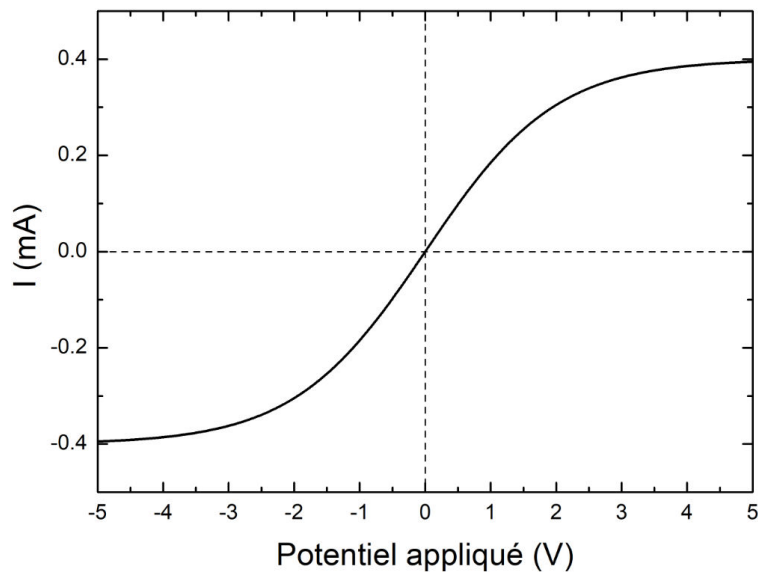


Figure III.15 - Caractéristique I-V idéale théorique d'une sonde double.

Soient  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ , les potentiels des deux sondes ainsi que  $I_1$  et  $I_2$ , les courants collectés respectifs tels que  $I_1 = -I_2$ . On pose  $V_s = \Phi_2 - \Phi_1$ , le potentiel appliqué entre les deux électrodes de la sonde double et  $I = I_1$ , le courant circulant dans le circuit. Les courants  $I_1$  et  $I_2$  sont la somme d'un courant ionique (loi de Bohm) et d'un courant électronique (on suppose une distribution maxwellienne) tels que :

$$I_1 = I_{i1} + I_{e1} = eA_1 n_s v_B + \frac{1}{4} n_e e \bar{v}_e A_1 \exp\left(\frac{\Phi_1 - V_p}{T_{e(eV)}}\right) \quad (\text{III.33})$$

et :

$$I_2 = I_{i2} + I_{e2} = eA_2 n_s v_B + \frac{1}{4} n_e e \bar{v}_e A_2 \exp\left(\frac{\Phi_2 - V_p}{T_{e(eV)}}\right) \quad (\text{III.34})$$

En reprenant la condition  $I_1 = -I_2$  et en supposant que  $A_1 = A_2 = A$ , ce qui implique  $I_{i1} = I_{i2} = I_i$ , on peut exprimer le courant  $I$  comme :

$$I = I_i \tanh\left(\frac{V_s}{2T_{e(eV)}}\right) \quad (\text{III.35})$$

La caractéristique courant-tension idéale de la sonde double est représentée sur la Figure III.15. La température électronique s'obtient simplement à partir de la pente à l'origine. En effet, si on dérive l'expression III.35, on a :

$$\frac{dI}{dV_s} = \frac{I_i}{2T_{e(eV)}} \left(1 - \tanh^2\left(\frac{V_s}{2T_{e(eV)}}\right)\right) \quad (\text{III.36})$$

soit :

$$T_{e(eV)} = \frac{I_i}{2 \frac{dI}{dV_s}(0)} \quad (\text{III.37})$$

Lorsque  $V_s = 0$ , les deux sondes sont au potentiel flottant ( $\Phi_1 = \Phi_2 = V_f$ ), le courant  $I$  est nul. Quand  $V_s$  augmente, le potentiel  $\Phi_1$  est négatif et diminue, ainsi que la contribution électronique  $I_{e1}$  du courant  $I_1$ . Le potentiel  $\Phi_2$  doit donc s'ajuster pour augmenter le courant électronique  $I_{e2}$  afin de respecter la relation  $I_1 = -I_2$ . Le potentiel maximum  $\Phi_{2max}$  est atteint lorsque  $I_{e1} = 0$ , c'est-à-dire  $I_2 = -I_{i2}$ . On a donc  $I_{e2} = -2I_{i2}$  et on obtient la relation :

$$V_p - \Phi_{2max} = T_{e(eV)} \left( \ln\left(\frac{n_e}{n_s}\right) + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{M_i}{8\pi m_e}\right) \right) \quad (\text{III.38})$$

L'équation (III.38) donne  $V_p - \Phi_{2max} \approx 4.7T_{e(eV)}$  en argon et  $V_p - \Phi_{2max} \approx 5.3T_{e(eV)}$  en xénon. Cela montre d'une part qu'il est impossible d'atteindre le potentiel plasma par mesure de sonde double et d'autre part que cette dernière renseigne sur la température des électrons de haute énergie ( $E_e > 4.7T_{e(eV)}$  en argon). Si l'EEDF est maxwellienne, la sonde de Langmuir et la sonde double donnent accès à la même température. Cependant, nous avons vu au travers de la Figure III.10 que l'EEPF d'un plasma d'argon basse pression présente

deux pentes définies chacune par une température. Dans ce cas, la sonde de Langmuir permettra d'accéder à la température effective, tandis que la sonde double renseignera sur la température des électrons les plus énergétiques.

La sonde double ne collectant que les électrons de haute énergie, la mesure, comparée à celle réalisée par sonde de Langmuir, sera moins affectée par le champ magnétique statique rencontré dans nos conditions expérimentales ( $B < 500$  G). En effet, si on considère un champ magnétique d'intensité 150 G et un plasma avec  $T_{e(eV)} = 4.7$  eV, les électrons de basse énergie ( $E_e \approx eT_{e(eV)}$ ) ont un rayon de Larmor d'environ 0.5 mm tandis que les électrons de haute énergie ( $E_e > 4.7eT_{e(eV)}$ ) ont un rayon de Larmor supérieur à 1 mm.

Enfin, la sonde étant isolée de la masse, la caractéristique courant-tension ne sera pas aussi sensible aux fluctuations du potentiel plasma que la sonde simple [Brockhaus 1994]. Ces éléments nous permettent de conclure quant à la complémentarité des mesures de sonde simple et double.

### III.2.2.2 Construction de la sonde

La sonde double construite durant cette thèse est schématisée sur la Figure III.16. Les électrodes utilisées sont des fils de tungstène de longueur 7 mm et de diamètre 300  $\mu\text{m}$ . Une attention particulière est apportée aux dimensions des deux électrodes de sorte qu'elles soient rigoureusement identiques. La distance inter-sonde doit être suffisamment petite pour que les deux électrodes soient immergées dans un plasma identique (mêmes  $n_e$ ,  $T_e$  et  $V_p$ ). Néanmoins, cette distance doit excéder quelques longueurs de Debye pour éviter que les gaines développées autour des sondes (environ  $5\lambda_{De}$  au potentiel flottant) ne se superposent. Dans des conditions typiques ( $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 3$  eV), l'épaisseur de la gaine développée autour de chaque électrode est d'environ 130  $\mu\text{m}$ . Sur cette sonde double, les deux électrodes sont séparées de 1.87 mm.

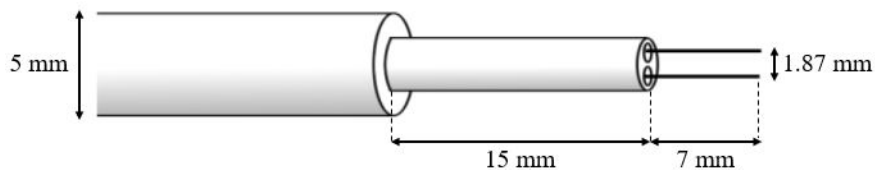


Figure III.16 - Représentation schématique de l'extrémité de la sonde double.

Les fils conducteurs de la sonde sont isolés du plasma par des tubes en alumine, assurant également la rigidité mécanique du système. Ils sont également blindés par une gaine en aluminium reliée à la masse évitant ainsi au champ RF environnant de perturber le signal. Il est nécessaire d'appliquer une rampe de tension pour déterminer la caractéristique I-V. Pour cela, un générateur de tension couplé à un générateur de basses fréquences (GBF) a été utilisé. La fréquence des rampes est prise à 10 Hz pour une amplitude de (-40 V ; +40 V). Un bloc d'isolement placé entre le GBF et le générateur de tension permet d'isoler la sonde double de la masse.

Le circuit équivalent de la sonde double est représenté sur la Figure III.17. Le courant  $I$  circulant entre les deux électrodes de la sonde est mesuré au travers d'une résistance placée en série avec le générateur de tension. Le courant  $I$  n'excédant pas quelques mA, cette résistance doit être suffisamment grande pour maximiser le rapport signal/bruit.

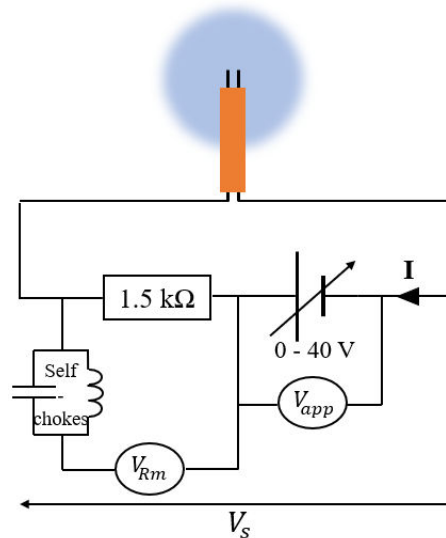


Figure III.17 - Circuit équivalent de la sonde double.

La tension  $V_{Rm}$  aux bornes de la résistance, et celle aux bornes du générateur de tension  $V_{app}$  sont mesurées grâce à des sondes différentielles dont le principal intérêt est d'assurer l'indépendance à la masse. Il est nécessaire de tenir compte de la chute de potentiel aux bornes de la résistance de mesure lors de l'application de la rampe de tension ( $V_s = V_{app} - V_{Rm}$ ). Le rôle de la self-choke figurant dans le circuit sera détaillé dans la section III.2.2.4.

### III.2.2.3 Acquisition et traitement des données

Les tensions  $V_{Rm}$  et  $V_{app}$  sont mesurées grâce à des sondes différentielles connectées à un oscilloscope, dont les données sont extraites et traitées par un algorithme sous Matlab.

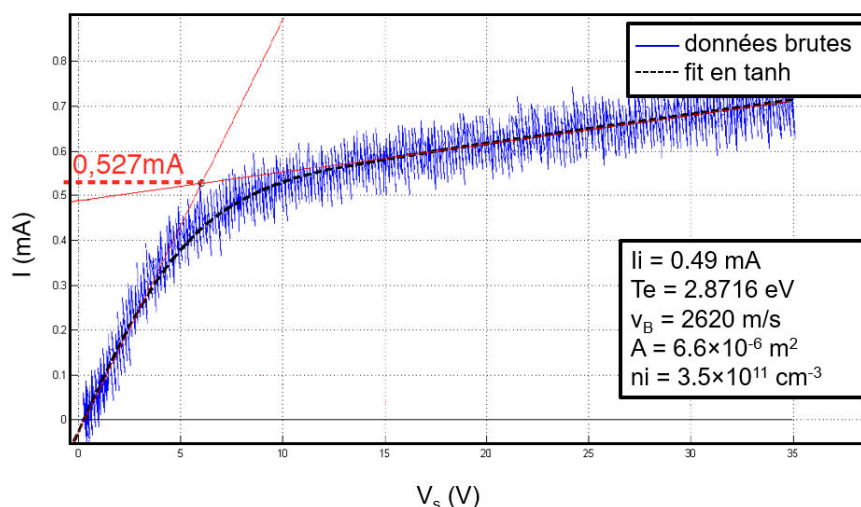


Figure III.18 - Courbe I-V brute (tracé bleu) superposée à une interpolation en tangente hyperbolique sur l'intervalle (0 V ;  $V_{sat}$ ) et une régression linéaire sur l'intervalle ( $V_{sat}$  ;  $V_{max}$ ) (tirets noirs). La mesure est effectuée dans un plasma d'argon (125 W, 3 mTorr). Le tracé rouge représente la première estimation du courant de saturation.

La Figure III.18 présente un exemple d'application de la méthode décrite ci-après pour un plasma d'argon (125 W, 3 mTorr). On remarque d'abord que la courbe I-V obtenue expérimentalement ne suit pas exactement une loi en tangente hyperbolique. On constate ainsi un accroissement linéaire du courant après saturation, lié à l'augmentation de l'épaisseur de la gaine, donc de la surface collectrice. Dans un premier temps, on réalise un fit polynomial des données brutes (non représenté sur la Figure III.18). Une première estimation du courant de saturation ionique  $I_i$  est donnée à partir de l'ordonnée du point d'intersection des tangentes à la courbe I-V aux points  $V_s = 0$  et  $V_s = V_{max}$ . Dans l'exemple, on obtient  $I_i = 0.53 \text{ mA}$ . Grâce à l'équation (III.37), la température électronique est calculée à partir de la pente de la courbe I-V à l'origine et du courant de saturation. La densité ionique  $n_i$ , considérée égale à la densité électronique, est obtenue grâce à la relation :

$$n_i = \frac{I_i}{hAev_B} \quad (\text{III.39})$$

avec  $h = 0.5$  le ratio entre la densité  $n_s$  en lisière de gaine et  $n_i$ .

A partir de la première estimation de  $I_i$  et du fit polynomial, on réalise une interpolation selon une loi en tangente hyperbolique sur l'intervalle  $(0 \text{ V} ; V_{sat})$  et une régression linéaire sur l'intervalle  $(V_{sat} ; V_{max})$  (courbe en tirets noirs de la Figure III.18), minimisant l'erreur dans le sens des moindres carrés. Après plusieurs itérations, la valeur de  $I_i$  converge vers 0.49 mA. Nous déterminons ainsi  $T_e = 2.9 \text{ eV}$  et  $n_i = 3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

### III.2.2.4 Problèmes rencontrés

Dans cette section, nous abordons deux problématiques rencontrées lors de la mesure par sonde double : la reproductibilité des mesures et le bruit sur la courbe I-V brute.

#### III.2.2.4.1 Reproductibilité des mesures : nettoyage de la sonde

Afin de vérifier la reproductibilité des mesures, des acquisitions répétées ont été effectuées dans un laps de temps de quelques dizaines de minutes. Après plusieurs minutes d'immersion de la sonde dans le plasma, on observe une déformation de la caractéristique I-V visible sur la Figure III.19.

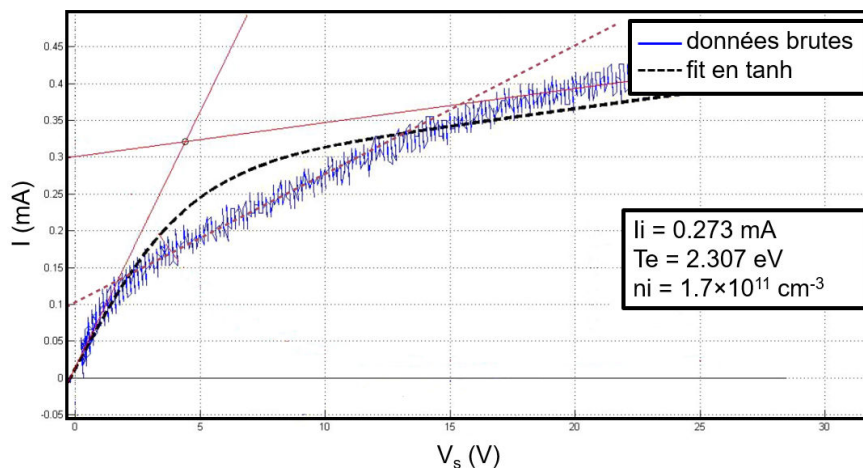


Figure III.19 - Courbe I-V brute (tracé bleu) obtenue avant le nettoyage de la sonde (Ar, 125 W, 3 mTorr). On observe que l'interpolation en tangente hyperbolique n'est plus adaptée.



On remarque en effet une évolution du courant selon trois pentes distinctes causée par une modification des propriétés électriques de la sonde induite par l'apparition d'un dépôt sur l'électrode. Le courant mesuré avec une sonde recouverte d'impuretés ne suit donc plus une loi en tangente hyperbolique.

Le nettoyage de la sonde consiste à connecter chaque électrode à la masse à travers un générateur. Ce dernier doit délivrer une tension suffisamment élevée ( $> 70$  V en argon) pour que le courant collecté puisse porter les fils à incandescence et les nettoyer.

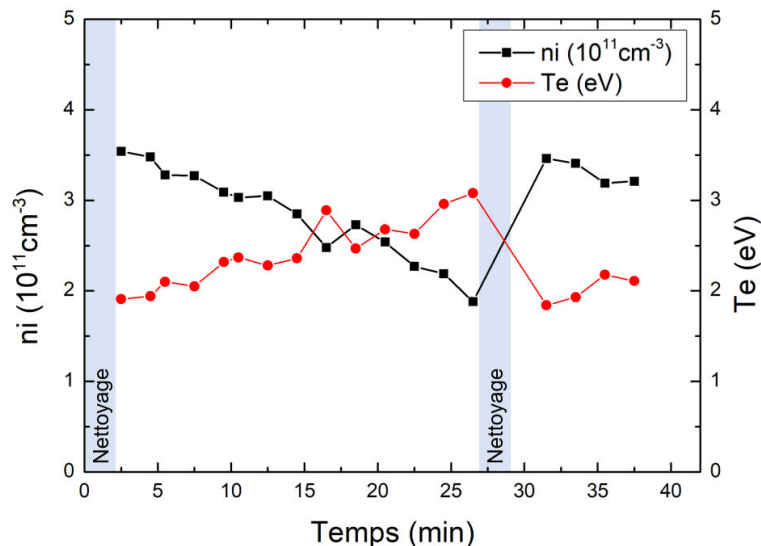


Figure III.20 - Evolution des caractéristiques du plasma ( $n_i$ ,  $T_e$ ) déterminées par la sonde double en fonction du temps (Ar, 125 W, 3 mTorr).

La Figure III.20 décrit l'évolution temporelle des caractéristiques ( $n_i$ ,  $T_e$ ) mesurées par une sonde double immergée en continu dans le plasma pour des pressions, puissances et positions fixes. On observe entre les deux périodes de nettoyage (25 minutes environ) une évolution importante (jusqu'à 70 %) des paramètres plasma. Après le deuxième nettoyage de la sonde, les paramètres deviennent identiques à ceux initialement mesurés. Cela démontre qu'un nettoyage fréquent de la sonde est nécessaire. Lors de la caractérisation par sonde double de la source du propulseur ID-HALL décrite dans le chapitre suivant, la sonde sera ainsi nettoyée toutes les 5 minutes environ.

#### III.2.2.4.2 Réduction du bruit

Initialement, lors des premières mesures, l'amplitude du bruit mesuré à l'oscilloscope a atteint 700 mV, valeur parfois supérieure à l'amplitude des courants moyens mesurés. Une première hypothèse sur l'origine de ce bruit est le rayonnement de l'onde RF parasitant le courant circulant à travers le circuit de la sonde double.

Ainsi, différents blindages ont été mis en œuvre, autour des fils se trouvant à l'intérieur de la sonde, au niveau de la connectique avec le boîtier d'alimentation, et en sortie de la boîte d'accord du générateur RF. Enfin, un filtre coupe-bande (self-choke), centré sur la fréquence RF (4 ou 13.56 MHz), est placé en parallèle de la résistance de mesure (visible sur la Figure III.17).

Grâce aux différents blindages, nous sommes parvenus à limiter l'amplitude du bruit à environ 200 mV. Le moyennage réalisé par l'oscilloscope permet de limiter ce bruit à moins de 10 % de la tension mesurée. Malgré ces améliorations, on constate cependant que les diverses protections contre le rayonnement RF ne permettent pas d'annuler totalement l'amplitude de ces oscillations.

### III.3 Etude des différentes méthodes de mesure

Dans cette partie, nous allons comparer les différentes méthodes utilisées permettant de déterminer la densité et la température électronique. On se placera dans un premier temps dans un environnement non magnétisé avant de voir l'effet d'un champ magnétique statique sur les paramètres mesurés par sonde simple et sonde double. Il s'agit dans cette partie de déterminer les méthodes de dépouillement les mieux adaptées à la caractérisation de la source ICP du propulseur ID-HALL. Les mesures sont effectuées dans un plasma d'argon, à une pression de 3 mTorr pour une puissance absorbée de 125 W.

#### III.3.1 Plasma non magnétisé

Dans cette configuration, sans champ magnétique statique, l'amplitude  $V_{RF}$  des fluctuations du potentiel plasma, telle que définie dans l'équation (III.4) est inférieure à 2 V. On considère donc ici que la mesure de sonde n'est pas affectée par ces oscillations.

##### III.3.1.1 Température électronique

La Figure III.21-a représente une EEPF obtenue par sonde de Langmuir dans un plasma non magnétisé. Cette EEPF a son sommet bien défini, situé à une énergie d'environ 1.5 eV. Le critère de validité de Flender [Flender 1996] est donc bien respecté.

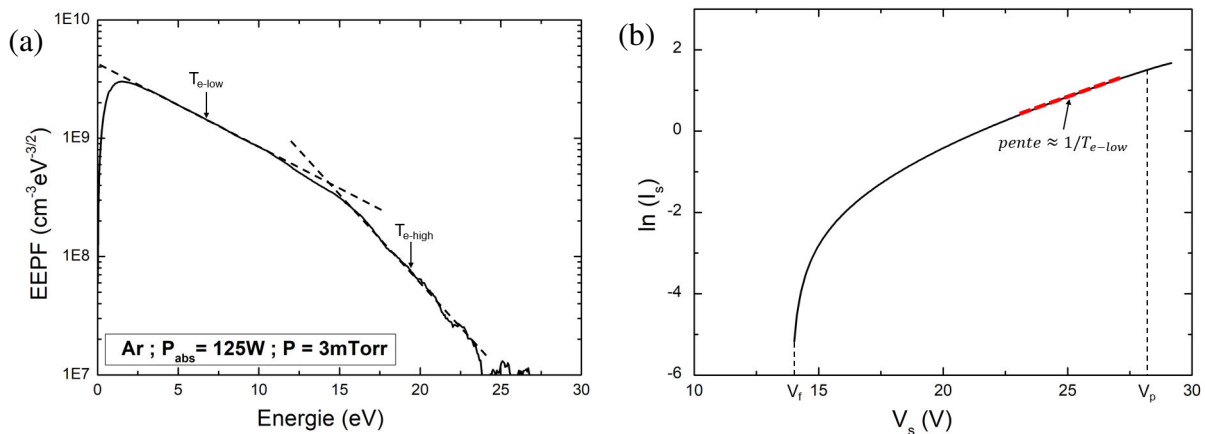


Figure III.21 - (a) EEPF mesurée par sonde de Langmuir dans un plasma non magnétisé (Ar, 3 mTorr, 125 W) ; (b) méthode de détermination de la température des électrons de basse énergie à partir du courant mesuré  $I_s(V_s)$ .

Il apparaît au vu de la Figure III.21-a que la distribution en énergie des électrons n'est pas maxwellienne. On constate en effet que l'EEPF présente deux pentes que l'on peut décrire chacune par une température électronique  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ , respectivement.

Les températures électroniques figurant sur le Tableau III.1 et sur la Figure III.22-a ont été estimées à partir de 4 méthodes :

- $T_e$  (EEDF) est déterminé à partir de l'énergie moyenne ( $T_e = \frac{3}{2}\langle\epsilon\rangle$ ) issue de l'EEDF.
- $T_e$  (EEDF ext.) est déterminé à partir de l'énergie moyenne issue de l'EEDF extrapolée (voir partie III.2.1.3.2).
- $T_{e-low}$  est obtenu à partir de la pente du logarithme népérien du courant  $I_s$  pour les potentiels proches de  $V_p$  et correspond à la température des électrons de basse énergie (voir Figure III.21-b). Proche de  $V_p$ , il n'est pas nécessaire de soustraire la contribution ionique du courant  $I_s$ , celle-ci étant négligeable par rapport au courant électronique. Cette méthode suppose que la fonction de distribution est maxwellienne et caractérisée par la température  $T_{e-low}$ .
- $T_{e-SD}$  est la température électronique obtenue par sonde double.

Les 3 températures déterminées par sonde de Langmuir sont très proches. Celles déterminées à partir de l'énergie moyenne issue de l'EEDF sont supérieures d'environ 20 % à  $T_{e-low}$ .

La température mesurée par sonde double est beaucoup plus faible, d'un facteur 2 à 3. La sonde double donne la température des électrons de forte énergie ( $\epsilon > e(V_p - V_f) - T_e \ln(2)$ ). Comme la fonction de distribution n'est pas maxwellienne et présente une déplétion aux fortes énergies, cette température est plus faible que celle obtenue à partir de l'énergie moyenne.

$T_e$ (EEDF)	$T_e$ (EEDF ext.)	$T_{e-low}$	$T_{e-SD}$
5.5	5.4	4.5	1.9

Tableau III.1 - Températures électroniques (eV) obtenues à partir des 3 méthodes de dépouillement (sonde simple) et de la mesure de sonde double dans un plasma non magnétisé (Ar, 3 mTorr, 125 W).

Ces tendances ont été observées à différentes positions de mesure dans la décharge (Figure III. 22-a).

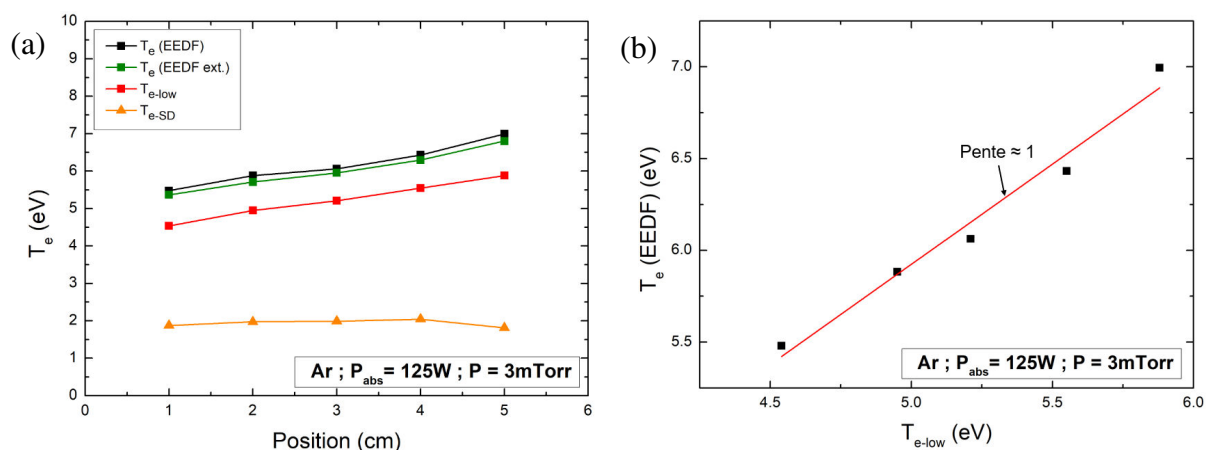


Figure III.22 - (a) Températures électroniques déterminées à partir des 3 méthodes de dépouillement (sonde simple) et de la mesure de sonde double pour différentes positions de mesure ; (b)  $T_e$  (EEDF) en fonction de  $T_{e-low}$ .

Le graphe de la Figure III.22-b montre, dans ce cas de figure, la bonne corrélation entre la température effective donnée par l'EEDF et la température  $T_{e-low}$  déterminée à partir de la courbe I-V. L'écart observé entre  $T_{e-low}$  et  $T_e(EEDF)$  est en moyenne de 20 %.

### III.3.1.2 Densité électronique

Les densités électroniques figurant dans le Tableau III.2 et sur la Figure III.23 sont estimées à partir des 5 méthodes résumées ci-dessous :

- $n_e$  (EEDF) est déterminé à partir de l'intégration de l'EEDF.
- $n_e$  (EEDF ext.) est déterminé à partir de l'intégration de l'EEDF extrapolée.
- $n_{e-vp}$  est déterminé, grâce à la relation (III.15), à partir de  $T_e$  et du courant mesuré  $I_{sat} = I_s(V_p)$ .
- $n_{e-CL}$  est déterminé à partir de l'exploitation de la branche de saturation ionique (sonde simple) par la méthode CL décrite dans la partie III.2.1.3.3.
- $n_{e-SD}$  est la densité obtenue par sonde double.

$n_e$ (EEDF)	$n_e$ (EEDF ext.)	$n_{e-vp}$	$n_{e-CL}$	$n_{e-SD}$
0.49	0.50	0.52	0.58	1.27

Tableau III.2 - Densités électroniques ( $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) obtenues avec les 4 méthodes de dépouillement (sonde simple) et de la mesure de sonde double dans un plasma non magnétisé (Ar, 3 mTorr, 125 W).

La Figure III.23 présente l'évolution de la densité estimée à partir des 5 méthodes pour différentes positions des sondes de mesure.

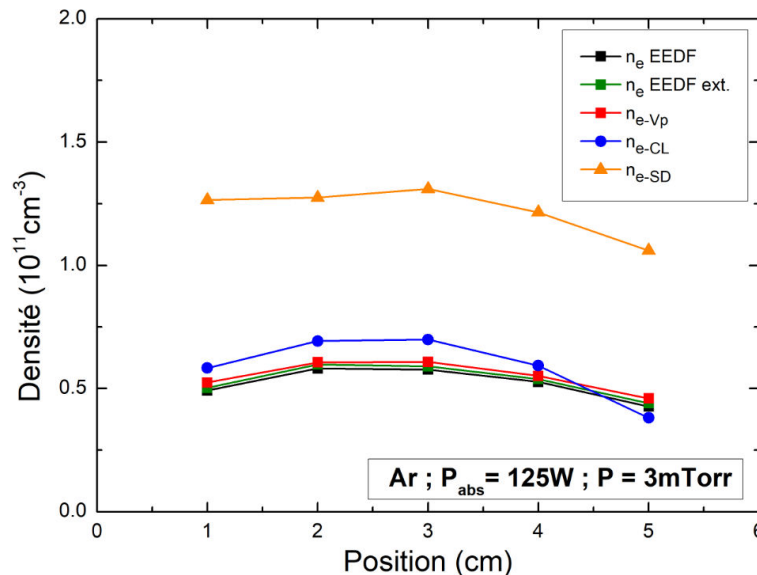


Figure III.23 - Densités électroniques obtenues avec les 4 méthodes de dépouillement (sonde simple) et de la mesure de sonde double pour différentes positions de mesure.

Concernant les mesures par sonde de Langmuir, les 3 méthodes exploitant le courant électronique donnent des résultats quasi-identiques (en moyenne 5 % d'écart). La méthode utilisant la branche de saturation ionique donne des densités un peu plus élevées (au plus 15 %).

La densité mesurée par sonde double est quant à elle supérieure d'un facteur 2 à la mesure par sonde simple. Ce résultat est cohérent avec les mesures de température électronique. La densité électronique, calculée à partir de la vitesse de Bohm (équation (III.39)) est proportionnelle à  $1/\sqrt{T_{e-SD}}$ . Or, nous venons de voir que le rapport  $\langle \frac{T_e(EEDF)}{T_{e-SD}} \rangle$  est environ égal à 2.

### III.3.2 Plasma magnétisé

Un champ magnétique statique est appliqué dans la décharge. Selon la position de la sonde, l'intensité du champ magnétique dans la région sondée varie entre 0 et 100 G.

#### III.3.2.1 Température électronique

Sur la Figure III.24 sont représentées 4 EEPF obtenues pour différentes intensités de champ magnétique.

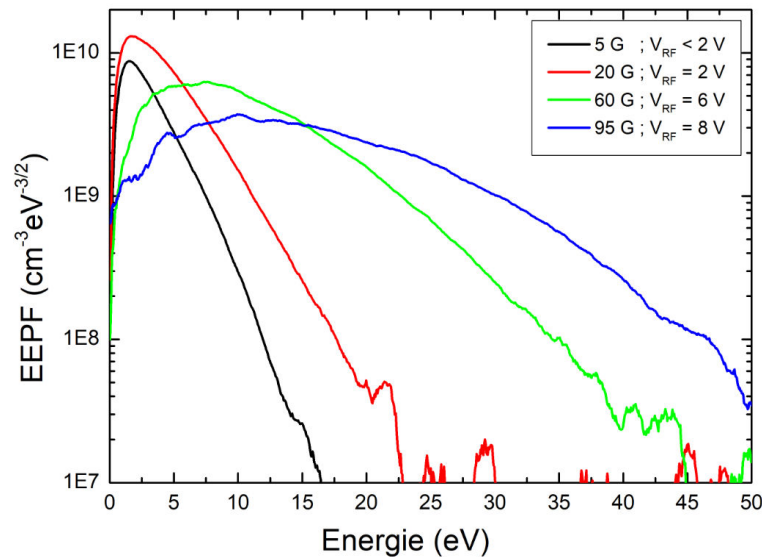


Figure III.24 - EEPF mesurées par sonde de Langmuir pour différentes intensités de champ magnétique (Ar, 3 mTorr, 125 W).

Lorsque le champ magnétique est inférieur à 20 G, les fonctions de distribution sont bien définies (critère de Flender respecté, queue de distribution s'étendant sur 3 décades). Quand le champ magnétique devient plus élevé, les EEPF sont significativement déformées au niveau des basses énergies. Le sommet de l'EEPF devient aplati, mal défini. Les valeurs de  $V_{RF}$  associées à chaque configuration magnétique sont indiquées dans la légende de la Figure III.24. Dans notre cas de figure, la sonde est placée perpendiculairement aux lignes de champ magnétique de sorte que l'on peut considérer que l'impact du champ sur la collection des électrons est négligeable [Kagan 1964]. La déformation des EEPF n'est donc pas causée par le champ  $B$  lui-même mais par les fluctuations RF du potentiel plasma qui en découlent.

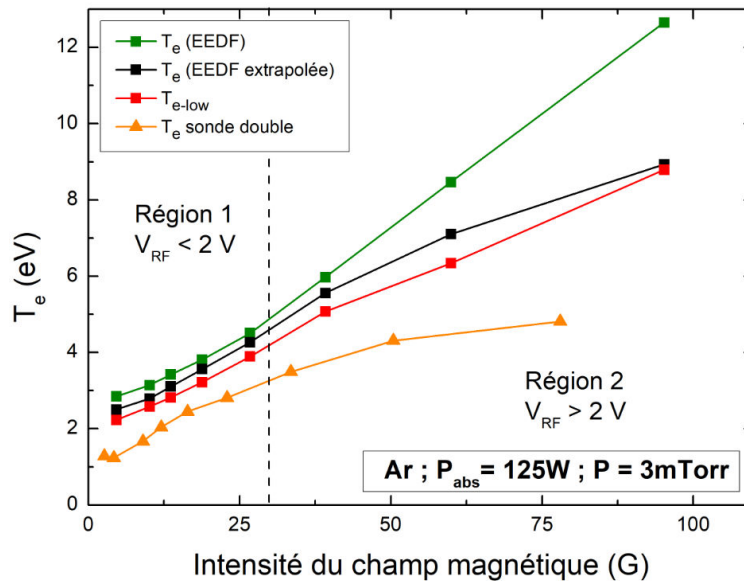


Figure III.25 - Températures électroniques obtenues à partir des 3 méthodes de dépouillement (sonde simple) et de la mesure par sonde double en fonction de l'intensité du champ magnétique (Ar, 3 mTorr, 125 W).

La Figure III.25 présente l'évolution de la température électronique, estimée par les 4 méthodes, pour différentes intensités de champ magnétique. L'évolution de la température électronique en fonction du champ magnétique fait apparaître deux régions mises en évidence sur la Figure III.25.

Dans la région 1, le champ magnétique est faible.  $V_{RF}$ , mesuré par sonde capacitive, est inférieur à 2 V et les EEPF mesurées sont peu déformées. On retrouve ainsi les mêmes tendances que celles mises en évidence sans champ magnétique additionnel (Figure III.22-a).

Dans la région 2 (champ magnétique supérieur à 30 G),  $V_{RF}$  est compris entre 2 et 8 V, ce qui affecte considérablement les mesures de sonde. Les fonctions de distribution sont fortement déformées (cf. Figure III.24), ce qui a pour effet de surestimer l'énergie moyenne, donc la température électronique obtenue à partir de l'EEDF ( $T_e(EEDF)$ ). Ainsi, pour un champ magnétique de 100 G, on observe que  $T_e(EEDF)$  dépasse 12 eV et est nettement supérieure à  $T_{e-low}$  ( $\approx 9$  eV) et  $T_e(EEDF ext.)$ .

Comme on peut l'observer sur la Figure III.26, l'extrapolation a pour effet de diminuer l'énergie moyenne. La courbe en pointillés bleus représente l'extrapolation de l'EEPF en considérant la pente à l'énergie  $3\epsilon_s$ . La température déterminée est alors inférieure à 9 eV, et est proche de  $T_{e-low}$  déterminé à partir de la courbe I-V.

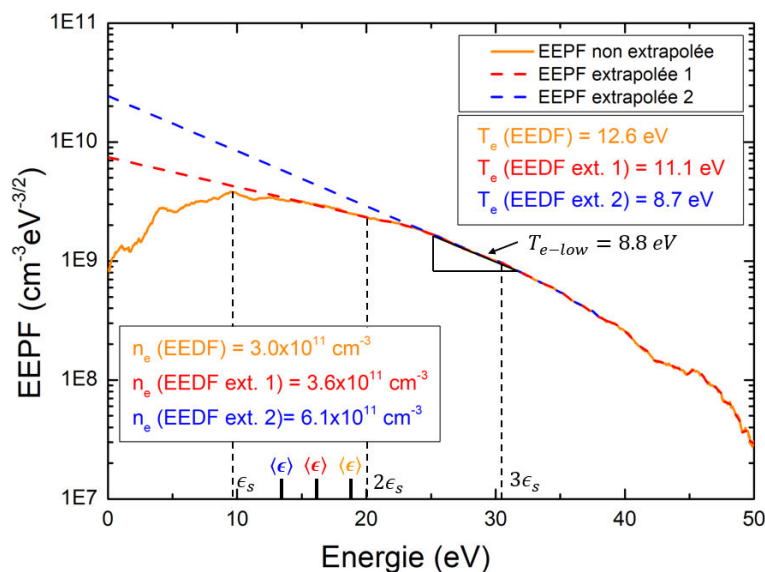


Figure III.26 - EEPF obtenue pour un champ magnétique de 100 G accompagnée de deux extrapolations. La première a été calculée à partir de la pente de l'EEPF à l'énergie  $2\epsilon_s$  ; la deuxième à partir de la pente de l'EEPF à l'énergie  $3\epsilon_s$ .

La Figure III.26 met également en évidence le fait que la température  $T_e$  (*EEDF ext.*) est dépendante de la façon dont l'extrapolation est réalisée. Cette dernière est calculée de deux manières différentes, à partir des pentes de l'EEPF aux énergies  $2\epsilon_s$  et  $3\epsilon_s$ . L'EEPF étant fortement déformée dans la région proche du maximum, ces deux calculs conduisent à des températures électroniques différentes (11.1 eV et 8.7 eV). Dans ces conditions de fort champ magnétique (fortes fluctuations du potentiel plasma), on ne peut donc pas considérer l'extrapolation comme une méthode adaptée.

De plus, comme on peut l'observer sur la Figure III.25, la mesure par sonde double donne, quelle que soit la valeur du champ magnétique, des températures toujours plus faibles que celles déterminées par sonde simple.

### III.3.2.2 Densité électronique

La Figure III.27 présente l'évolution de la densité électronique en fonction du champ magnétique en faisant apparaître les régions 1 et 2.

La région 1 présente les mêmes tendances que celles obtenues en plasma non magnétisé. La densité obtenue à partir de la sonde double est toujours plus importante que celles déterminées à partir de la sonde simple. Dans la région 2, l'écart entre  $n_{eCL}$  et  $n_e$  (*EEDF*) devient important du fait de la déformation de l'EEPF aux basses énergies qui conduit à une sous-estimation de  $n_e$  (*EEDF*). La densité obtenue après extrapolation de l'EEPF est plus grande que  $n_e$  (*EEDF*) mais reste inférieure à  $n_{e-CL}$ . Si on revient à la Figure III.26, on se rend compte que la densité obtenue est également fortement dépendante de la méthode utilisée pour l'extrapolation. Le choix du point utilisé pour déterminer la pente influe fortement sur l'aire sous l'EEPF, donc sur la densité calculée.

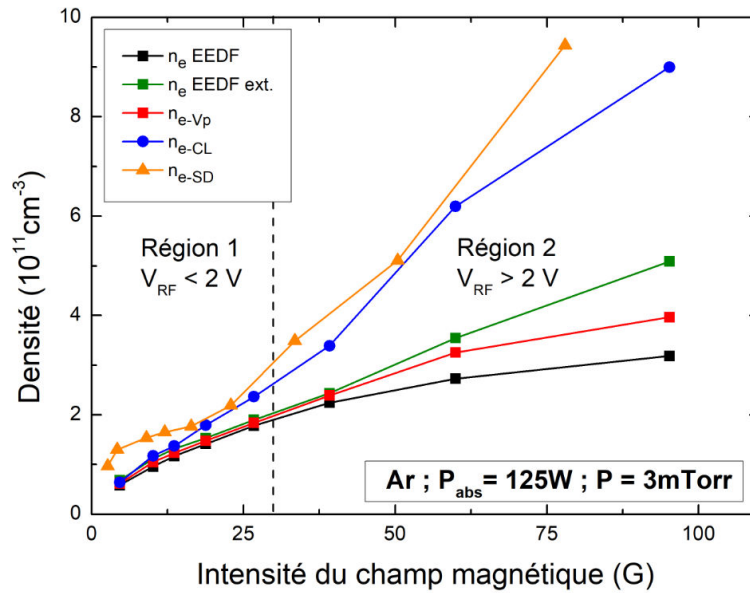


Figure III.27 - Densités électroniques obtenues à partir des 4 méthodes de dépouillement (sonde simple) et de la mesure par sonde double en fonction de l'intensité du champ magnétique (Ar, 3 mTorr, 125 W).

### III.3.3 Discussion

L'étude que nous venons de réaliser nous permet de faire un choix quant aux méthodes de dépouillement qui seront utilisées pour la caractérisation de la source ICP du propulseur ID-HALL.

Il apparaît que :

- Sans champ magnétique, les températures électroniques déterminées à partir des mesures de sonde simple sont équivalentes et nous renseignent sur l'énergie de l'ensemble des électrons. La température déterminée par sonde double (énergie des électrons de forte énergie) est plus faible car l'EEDF n'est pas maxwellienne.
- Sans champ magnétique, les densités électroniques déterminées à partir de la sonde simple (branche électronique et branche ionique) donnent des résultats similaires. La densité déterminée par sonde double est plus élevée du fait de la sous-estimation de la température électronique.
- La déformation de l'EEDF en présence d'un champ magnétique conduit à une sous-estimation de la densité électronique (avec et sans extrapolation) et à une surestimation de la température électronique. La densité électronique obtenue à partir de la branche de saturation ionique (le courant ionique est peu dépendant des fluctuations du potentiel plasma) est toujours supérieure à  $n_e(EEDF)$  et suit les mêmes variations que  $n_{e-SD}$ .
- En présence d'un champ magnétique, la température électronique déterminée à partir de la pente de la courbe I-V mesurée semble être la méthode la plus adaptée car c'est une méthode qui ne nécessite pas de traitement numérique (dérivation et extrapolation). Cependant, en cas de fortes oscillations de  $V_p$ , la courbe I-V peut être déformée, ce qui a pour effet de surestimer  $T_e$ .

A partir de ces observations, nous avons choisi de représenter par la suite :



- La densité électronique  $n_{e-CL}$  calculée à partir de la branche de saturation ionique.
- La température électronique  $T_{e-low}$  déterminée à partir de la courbe I-V obtenue en sonde simple.
- La température électronique  $T_{e-SD} = T_{e-high}$  déterminée à partir de la sonde double.

### III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit trois diagnostics développés et construits durant cette thèse pour l'étude et la caractérisation de la source ICP du propulseur ID-HALL.

La sonde capacitive permet de mesurer l'amplitude des oscillations RF du potentiel plasma. Nous montrerons expérimentalement dans le chapitre suivant que l'amplitude de ces oscillations dépend fortement de la pression et de l'amplitude du champ magnétique statique.

Deux sondes électrostatiques complémentaires ont été construites : une sonde de Langmuir et une sonde double.

La sonde de Langmuir renseigne sur le potentiel plasma, le potentiel flottant, et permet de déterminer  $n_e$  et  $T_e$  au travers de la fonction de distribution en énergie des électrons. Elle a été optimisée pour fonctionner dans une source plasma RF magnétisée. Elle dispose d'une compensation RF passive et elle est positionnée perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. La branche de saturation du courant ionique a également été exploitée pour la détermination de  $n_i$ . Les ions étant considérés non magnétisés dans nos conditions expérimentales, la mesure du courant ionique n'est pas affectée par le champ magnétique.

La sonde double permet quant à elle de connaître la densité ionique et la température électronique. Cette sonde, flottante, ne perturbe pas autant le plasma que la sonde de Langmuir et est moins sensible aux variations du potentiel plasma. Collectant les électrons de forte énergie, elle est également adaptée à la mesure dans un plasma magnétisé. Cependant, elle ne donne accès qu'à la température des électrons de haute énergie, ce qui, dans le cas d'une distribution en énergie non maxwellienne, n'est pas aussi pertinent que l'information apportée par la fonction de distribution.

Dans le chapitre suivant, les deux sondes électrostatiques seront utilisées simultanément, placées en vis-à-vis par rapport à la source inductive. Nous profiterons ainsi de leur complémentarité pour améliorer notre compréhension des phénomènes physiques inhérents à cette source ICP.

# Chapitre IV : Caractérisation de la source inductive

Nous présentons dans ce chapitre l'étude expérimentale de la source ICP du propulseur ID-HALL. Elle sera caractérisée grâce aux moyens expérimentaux développés durant cette thèse et décrits dans les chapitres II et III. Dans un premier temps, elle sera caractérisée seule, dans un caisson dédié en argon et en xénon. Nous verrons l'influence des paramètres tels que la pression et la nature du gaz. Les résultats seront mis en corrélation avec les informations données par les lois d'échelle énoncées au chapitre I. Enfin, la source ICP sera intégrée au sein du propulseur ID-HALL pour être étudiée sans toutefois appliquer de différence de potentiel entre l'anode et la cathode.

En amont de cette étude, une deuxième source ICP magnétisée utilisant cette fois un aimant central a été construite. D'une flexibilité plus grande, elle permet, grâce à une caractérisation faisant varier la pression, la puissance, et l'intensité du champ magnétique, de mieux comprendre la physique particulière des plasmas magnétisés.

## Table des matières

IV.1	Caractérisation préliminaire d'une source inductive avec aimant central .....	111
IV.1.1	Présentation de la source.....	111
IV.1.2	Dispositif expérimental.....	112
IV.1.3	Caractérisation du plasma.....	114
IV.1.3.1	Plasma non magnétisé.....	114
IV.1.3.2	Plasma magnétisé.....	115
IV.1.3.3	Efficacité du transfert de puissance .....	119
IV.1.4	Variation des paramètres de la décharge.....	121
IV.1.4.1	Effet de la puissance .....	122
IV.1.4.2	Effet du champ magnétique .....	124
IV.1.4.3	Effet de la pression.....	127
IV.2	Caractérisation de la source ICP du propulseur.....	130
IV.2.1	Démarche pour initier la décharge.....	130
IV.2.2	Caractérisation du plasma.....	131
IV.2.2.1	Caractérisation en argon .....	131
IV.2.2.2	Cartographies 2D de la densité et de la température.....	133

IV.2.2.3	Mesures en xénon .....	135
IV.2.3	Caractérisation électrique par sonde courant-tension .....	138
IV.2.3.1	Efficacité du transfert de puissance .....	138
IV.2.3.2	Estimation de la densité électronique .....	139
IV.3	Intégration de la source dans le propulseur (sans cathode).....	141
IV.3.1	Observations à l'allumage de la décharge .....	141
IV.3.2	Mesure par sonde de Langmuir dans le canal .....	142
IV.3.3	Adaptation d'un modèle 0D à cette géométrie.....	143
IV.3.3.1	Description du modèle .....	143
IV.3.3.2	Résultats - Comparaison avec les données expérimentales .....	145
IV.3.4	Détermination de $n_e$ à partir des mesures par sonde I-V .....	146
IV.4	Conclusion du chapitre IV .....	147
V.1	Etude paramétrique des performances via un modèle 2D hybride.....	150
V.1.1	Description du modèle .....	150
V.1.2	Résultats des simulations .....	153
V.1.2.1	Simulations en mode simple étage .....	153
V.1.2.2	Simulations en fonctionnement double étage.....	156
V.1.2.3	Conclusion de cette étude.....	158
V.2	Résultats expérimentaux. ....	158
V.2.1	Conditions de mesure .....	158
V.2.2	Résultats expérimentaux .....	159
V.3	Conclusion du chapitre V .....	163

## IV.1 Caractérisation préliminaire d'une source inductive avec aimant central

Afin d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes physiques inhérents à la source du propulseur ID-HALL, une caractérisation en pression, en puissance, et champ magnétique de la source plasma a été effectuée. Cette caractérisation a aussi pour objectif d'étudier et comparer les résultats obtenus avec les différentes méthodes de diagnostic. La source ICP du propulseur ayant une topographie magnétique fixée, nous avons décidé de construire une source ICP alternative, avec aimant central, pour pouvoir faire varier l'intensité du champ magnétique. Sa conception est l'objet de la section suivante.

### IV.1.1 Présentation de la source

Cette source ICP, schématisée sur la Figure IV.1-a, est constituée d'un enroulement de 15 tours à l'intérieur duquel se trouve un aimant cylindrique en néodyme. L'ensemble repose sur une pièce support usinée par le service commun de mécanique du laboratoire. Le matériau utilisé, le thermoplastique PEEK, permet de supporter une température de travail jusqu'à 250°C tout en conservant une bonne rigidité. L'ensemble est inséré dans un cylindre diélectrique en quartz.

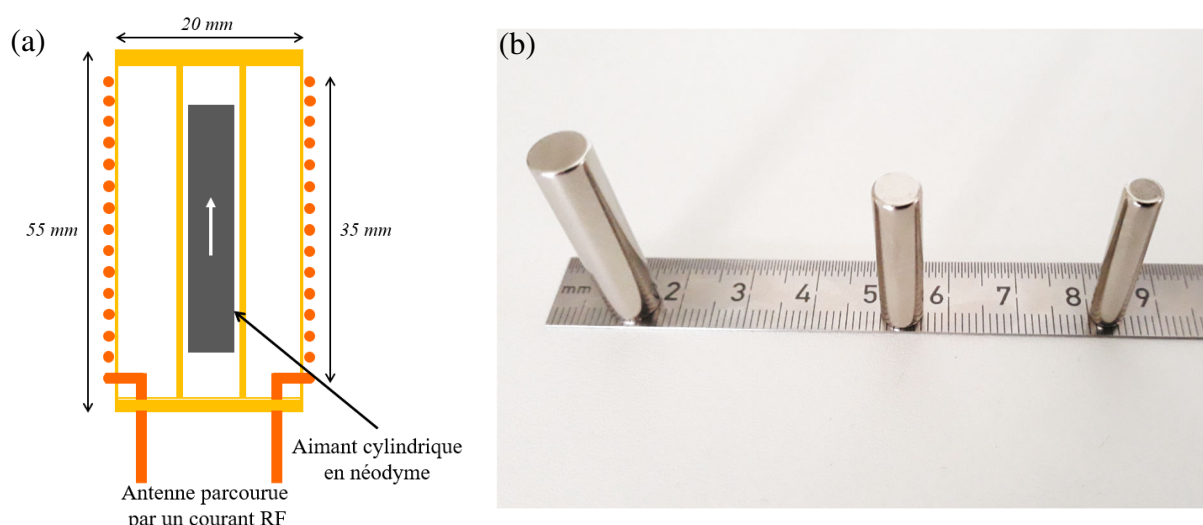


Figure IV.1 - (a) Représentation schématique de la source ICP à aimant central ; (b) photographie des 3 aimants en néodyme utilisés pour la caractérisation de la source.

Une source similaire a déjà été étudiée expérimentalement [Arancibia 2013-a] et numériquement [Song 2014]. Ces études ont démontré la capacité de cette source à générer un plasma localement très dense ( $> 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). Dans cette partie, nous présentons une étude paramétrique plus complète, faisant varier la pression, la puissance couplée au plasma, et l'intensité du champ magnétique. Trois aimants de diamètre 8, 6 et 5 mm ont été utilisés (Figure IV.1-b), correspondant à trois profils de champ magnétique. Sur la Figure IV.2 sont présentés les profils radiaux d'intensité de champ magnétique correspondant aux 3 aimants, auxquels est superposé le profil de la source du propulseur ID-HALL. Par la suite, les trois configurations seront nommées 200 G, 140 G, et 85 G en référence aux intensités de champ magnétique respectivement atteintes à la surface du diélectrique.

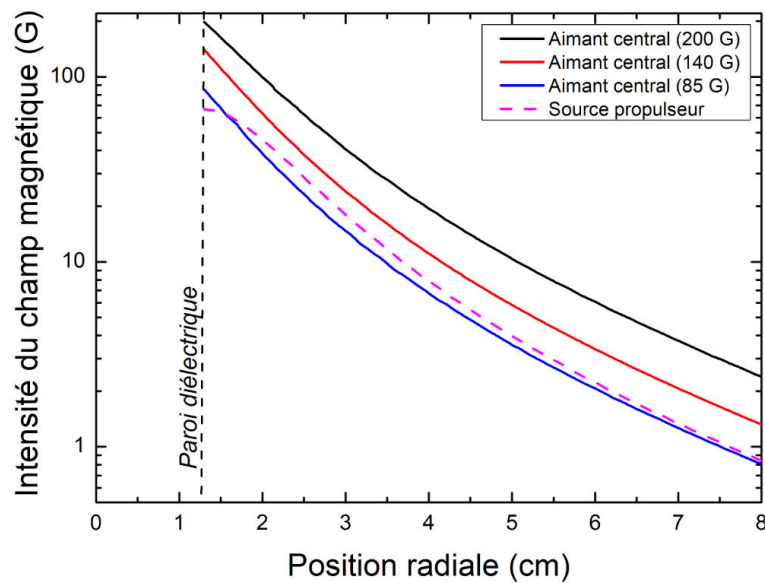


Figure IV.2 - Profils radiaux de l'intensité du champ magnétique dans le plan médian pour 3 aimants centraux (traits pleins) et comparaison avec la source « propulseur » (trait pointillé rose). Ces données ont été obtenues par des simulations FEMM.

### IV.1.2 Dispositif expérimental

Pour l'étude expérimentale de cette source, mais également de la source du propulseur, un procédé expérimental dédié (visible sur la Figure IV.3) a été mis en place. L'enceinte utilisée est une cavité cylindrique de 20 cm de diamètre en acier inoxydable. La bobine est placée à l'intérieur d'un tube en quartz qui est inséré dans l'enceinte grâce à un presse-étoupe. L'environnement à l'intérieur du tube est à la pression atmosphérique et le système peut donc être refroidi simplement par un débit d'air comprimé. Le pompage est assuré par une pompe primaire à huile et une pompe turbomoléculaire (Agilent). Cette dernière, d'une capacité de 400 L/s, assure un vide limite de  $2 \times 10^{-6}$  mbar.

La mesure de la pression est effectuée grâce à deux jauges. La première, de type « Pirani » (Adixen ACC 2009), permet de mesurer une large gamme de pressions ( $10^{-9}$  - 1000 mbar) avec une précision d'environ 30 %. Elle est utilisée notamment pour mesurer le vide limite obtenu après pompage. La deuxième sonde, de type Baratron (MKS), permet de mesurer finement (précision de 0.5 %) en mTorr ( $1 \text{ mbar} = 760 \text{ mTorr}$ ) la pression du gaz injecté dans l'enceinte pour une gamme de pressions beaucoup plus réduite (0.1 - 100 mTorr). Les deux sondes de pression sont connectées à un boîtier, faisant office d'alimentation et d'affichage, assemblé par le service électronique du laboratoire. La pression de gaz injecté peut être ajustée en réglant le débitmètre ou bien en modifiant la surface d'extraction par pompage (grâce à une vanne manuelle).

La sonde de Langmuir et la sonde double sont placées en vis-à-vis par rapport au tube en quartz. Il est possible de les déplacer radialement via des translateurs, et donc de réaliser les deux acquisitions dans des conditions identiques de décharge. Il est également possible de déplacer la position de la source inductive selon l'axe z à l'intérieur du tube. Ces deux degrés de liberté ont facilité la réalisation de cartographies 2D des paramètres plasma qui seront présentées ultérieurement dans ce chapitre. Lors de la caractérisation de la source, les sondes

sont placées sur le plan médian de l'antenne (comme représenté sur la Figure IV.3). Les sondes forment ainsi un angle droit avec les lignes de champ magnétique et l'impact du champ magnétique sur la mesure est minimisé (cf. chapitre III). La distance de la sonde par rapport à l'axe z, notée sur les graphes « position radiale », correspondra à la distance entre le point milieu de la pointe collectrice de la sonde et l'axe z.

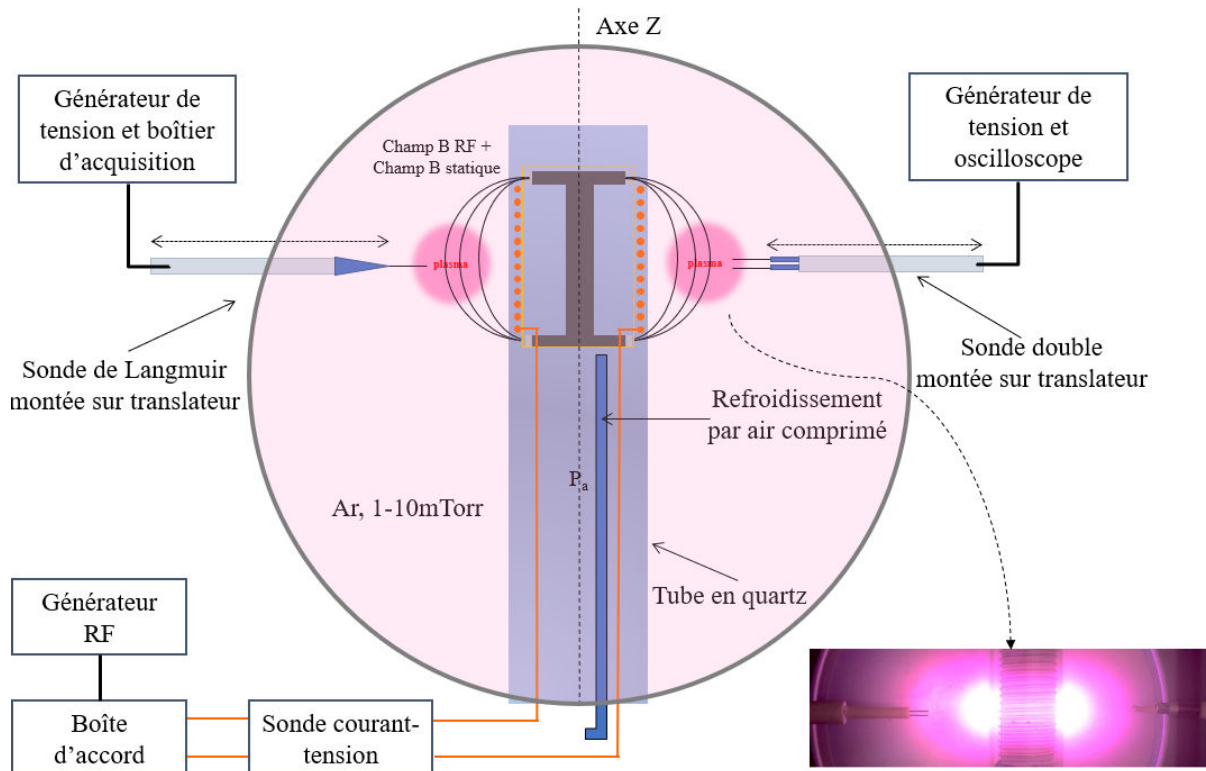


Figure IV.3 - Schéma du dispositif expérimental.

Pour réaliser la caractérisation de la source à aimant central, un générateur de puissance RF à 13.56 MHz (Stolberg Cito) est utilisé. Il est connecté à l'antenne via une boîte d'accord en L à réglage automatique. La sonde de courant-tension [SOLAYL], connectée entre la boîte d'accord et l'antenne permet de mesurer la puissance effectivement couplée au plasma et l'efficacité du transfert de puissance. Enfin, la sonde capacitive peut être placée en lieu et place de la sonde de Langmuir pour réaliser les mesures des oscillations RF du potentiel plasma.

Dans un premier temps, nous caractérisons le plasma dans la configuration magnétisée (aimant 140 G) et non magnétisée. Une étude sera ensuite effectuée en faisant varier la pression (1-10 mTorr), la puissance couplée au plasma (75-200 W), et la configuration magnétique (0 G, 85 G, 140 G et 200 G). La configuration centrale choisie comporte une pression de 3 mTorr, une puissance absorbée de 125 W, et l'aimant correspondant à la configuration 140 G.

### IV.1.3 Caractérisation du plasma

Nous présentons dans un premier temps l'influence du champ magnétique statique sur les caractéristiques de la décharge. Pour cela, nous allons décrire et comparer les deux configurations suivantes :

- Sans champ magnétique : 0 G, 3 mTorr, 125 W
- Avec champ magnétique : 140 G, 3 mTorr, 125 W

Toutes les mesures de densité électronique et température électronique présentées dans cette partie ont les mêmes échelles en abscisse et en ordonnée pour faciliter leur comparaison.

#### IV.1.3.1 Plasma non magnétisé

En absence de champ magnétique, le plasma, visible sur la Figure IV.4 est diffus, peu lumineux, et occupe tout le volume du réacteur.

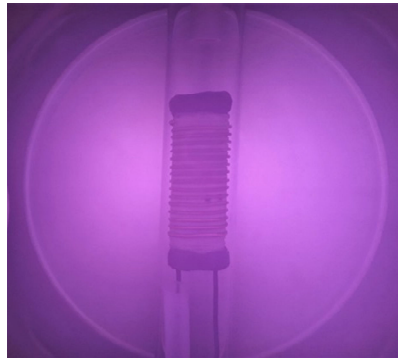


Figure IV.4 - Photographie de la source plasma non magnétisée (0 G, 3 mTorr, 125 W).

Les profils de densité électronique et température électronique sont représentés sur la Figure IV.5. La densité électronique, de l'ordre de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , varie peu selon la position radiale. On observe un maximum de densité situé à environ 4 cm du diélectrique. On observe un profil classique de densité [Lieberman 2005] avec un maximum situé loin des parois. Le profil de diminution de la densité est régi par la diffusion, donc par la pression dans l'enceinte. A 3 mTorr, ces gradients restent relativement faibles.

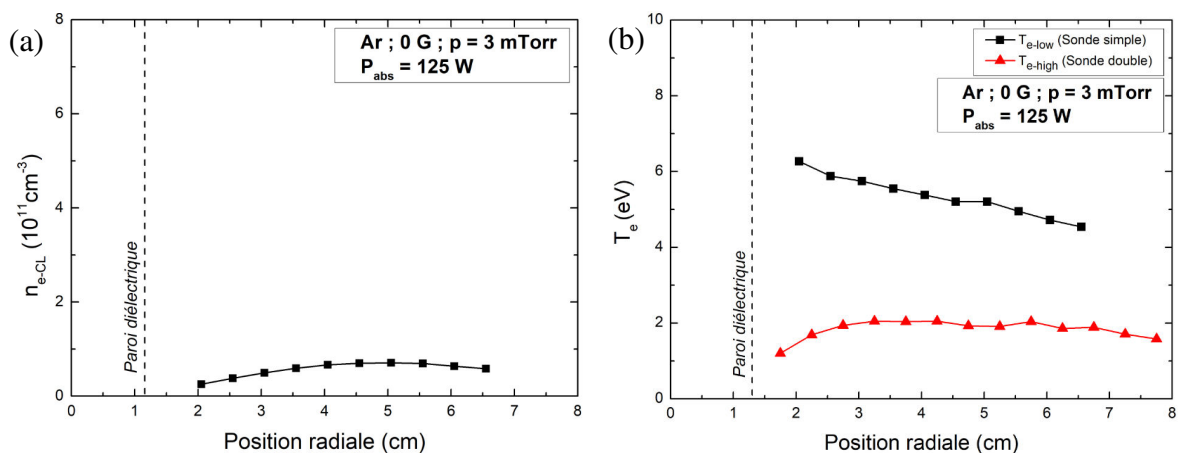


Figure IV.5 - (a) Densité plasma (sonde de Langmuir, méthode CL) et (b) température électronique ( $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ ) déterminées pour différentes positions radiales dans la configuration sans champ magnétique (Ar, 0 G, 3 mTorr, 125 W).

Les températures électroniques sont très différentes selon la sonde utilisée : avec la sonde simple, la température est comprise entre 5 et 7 eV avec une tendance à augmenter en se rapprochant du diélectrique. La température mesurée par sonde double est quant à elle beaucoup plus basse (entre 1 et 2 eV) et présente un profil radial assez plat.

A 3 mTorr, la longueur de relaxation en énergie correspond au libre parcours moyen des électrons  $\lambda_e$  (l'échange d'énergie est ici dominé par les collisions électron-électron) et est plus grande que les dimensions de l'enceinte. Par conséquent, le plasma dans son ensemble régit la forme de l'EEDF, donc l'énergie moyenne qui est alors spatialement uniforme. C'est le cas en notant toutefois une légère augmentation de  $T_{e-low}$  proche du diélectrique dans la zone où se fait le couplage d'énergie. La différence de valeur entre  $T_{e-high}$  et  $T_{e-low}$  nous amène à étudier les EEPF.

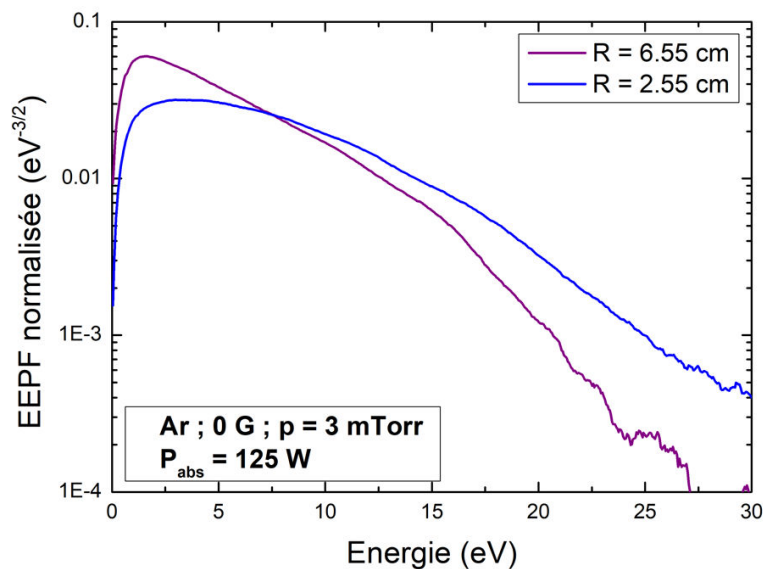


Figure IV.6 - EEPF normalisées mesurées par sonde de Langmuir pour deux positions radiales (6.55 cm et 2.55 cm) dans la configuration : Ar, 0 G, 3 mTorr, 125 W.

La Figure IV.6 représente les EEPF mesurées par sonde de Langmuir à 6.55 cm et 2.55 cm du diélectrique. Les deux EEPF tracées ne sont pas maxwelliennes. On constate une pente plus importante pour les fortes énergies ( $> 15$  eV). Cette mesure est cohérente avec les températures  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  de la Figure IV.5-b. On retrouve en argon les seuils d'excitation à 11.50 eV et d'ionisation à 15.80 eV qui peuvent expliquer cette rupture de pente. Par ailleurs, les comportements semblent similaires à proximité de la paroi ( $R = 2.55$  cm) et loin du diélectrique ( $R = 6.55$  cm). On observe, dans les hautes énergies, une pente de l'EEPF plus grande loin du diélectrique, ce qui n'est pas en accord avec les mesures de sonde double (Figure IV.5-b). En effet, une estimation de  $T_{e-high}$  à partir de l'EEPF nécessiterait de soustraire la contribution du courant ionique, comme décrit au chapitre III.

#### IV.1.3.2 Plasma magnétisé

L'ajout d'un champ magnétique via l'aimant central change considérablement l'aspect visuel du plasma observable sur la Figure IV.7. Le plasma est plus lumineux et localisé dans un volume de forme torique proche du diélectrique.



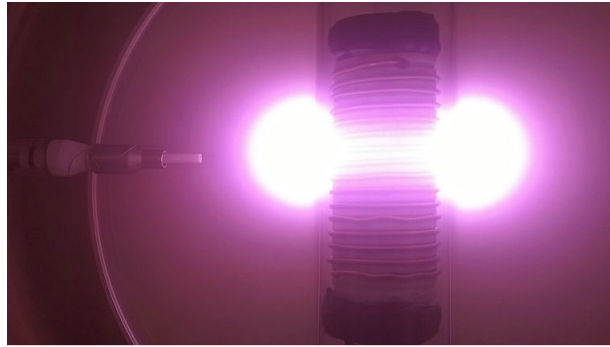


Figure IV.7 - Photographie de la source avec aimant central (140 G, 3 mTorr, 125 W). La sonde de Langmuir est visible sur la gauche de l'image.

Les profils de densité et de température électronique sont représentés sur la Figure IV.8. Les mesures par sonde simple présentées sont reproductibles à hauteur de 10 %. Très proche du diélectrique ( $R < 2$  cm), les caractéristiques I-V ne sont pas exploitables pour en extraire  $n_e$  et  $T_{e-low}$ . On remarque tout d'abord un gradient important de la densité électronique qui augmente en se rapprochant de l'antenne. La valeur maximale atteinte, à proximité de l'antenne, est de  $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Les niveaux de densité électronique proche de l'antenne sont un ordre de grandeur supérieurs à ceux mesurés sans champ magnétique.

Au chapitre III, nous avons établi un critère basé sur la valeur du champ magnétique afin de distinguer les régions dites non-magnétisées et magnétisées. Ces deux régions sont délimitées par un champ de 30 G, ce qui correspond dans notre cas à la position radiale de 3 cm. A proximité du diélectrique ( $R < 3$  cm), les électrons chauffés par le champ électrique RF azimutal sont piégés le long des lignes de champ magnétique et ont une diffusion perpendiculaire aux lignes de champ magnétique fortement réduite (équation (I.24)). Cela engendre les forts gradients mesurés. Dans la région éloignée de l'antenne ( $R > 3$  cm), le comportement est similaire à la section précédente, avec un léger gradient régi par la diffusion vers les parois.

Les électrons chauffés par le champ électrique RF azimutal sont piégés le long des lignes de champ magnétique et ont une mobilité radiale fortement réduite. Les électrons qui sont parvenus à diffuser dans les régions éloignées de l'antenne ont perdu beaucoup d'énergie au travers des collisions électron-neutre, d'où la chute de la température en s'éloignant de la source.

Le comportement de la température électronique peut également se différencier entre la région proche du diélectrique et celle éloignée de l'antenne. A  $R > 3$  cm, le comportement de  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  est très proche de celui observé dans la section précédente : les températures diminuent faiblement en s'éloignant de la source. Les valeurs quantitatives sont légèrement inférieures au cas non-magnétisé. Les électrons, créés proche du diélectrique, ont diffusé perpendiculairement aux lignes de champ magnétique par collision, et ont donc perdu de l'énergie.

A proximité du diélectrique, on constate un fort gradient de la température  $T_{e-low}$  avec un maximum proche de la paroi. Ces mesures sont cohérentes avec des simulations [Song 2014]

qui montrent que le dépôt d'énergie s'effectue dans la région magnétisée, ce qui engendre un fort  $T_e$ . Par ailleurs, on constate, dans la mesure de  $T_{e-high}$ , la formation d'un plateau vers 5 eV pour  $R < 3$  cm. Ces mesures de sonde double, dans cette région, présentent de fortes disparités lors des tests de reproductibilité, ce qui les rend difficilement interprétables.

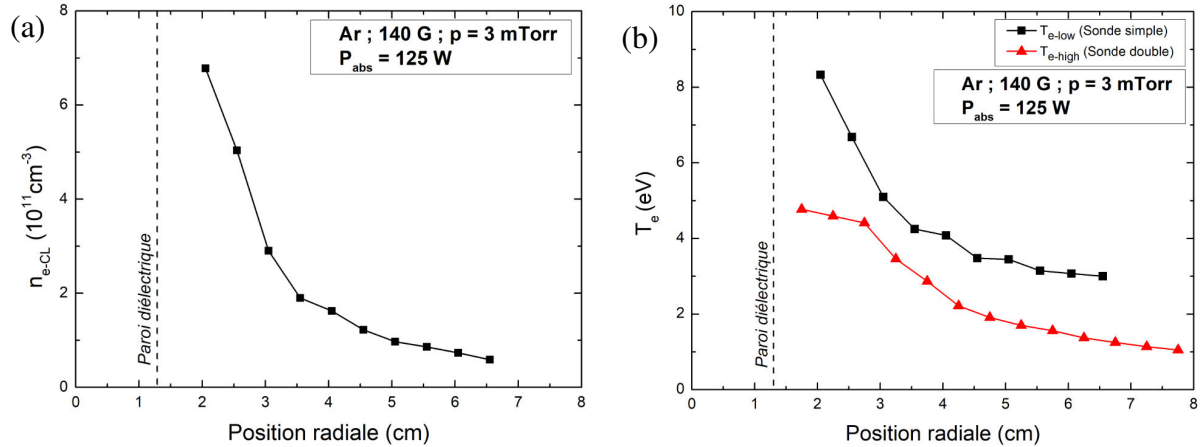


Figure IV.8 - (a) Densité plasma (sonde de Langmuir, méthode CL) et (b) température électronique ( $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ ) déterminées pour différentes positions radiales dans la configuration avec champ magnétique (Ar, 140 G, 3 mTorr, 125 W).

Pour mieux comprendre les différences entre  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ , on s'intéresse maintenant aux EEPF représentées à différentes positions radiales sur la Figure IV.9.

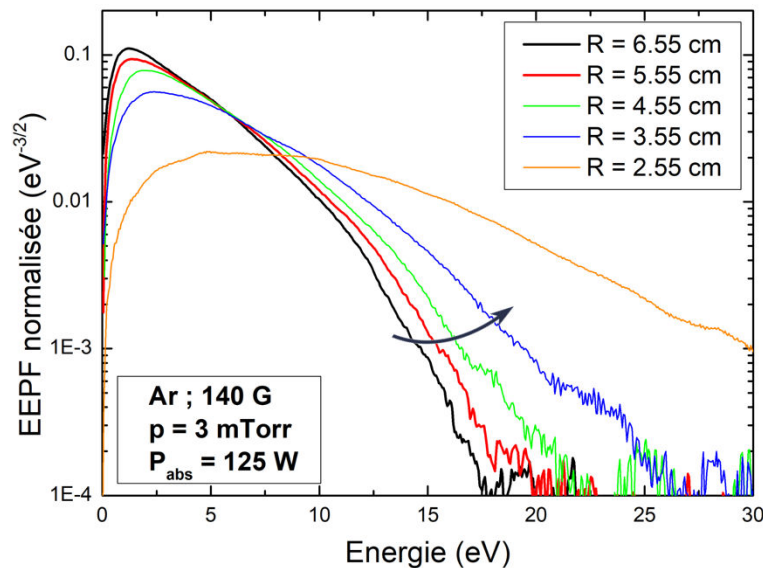


Figure IV.9 - EEPF normalisées obtenues pour différentes positions radiales de la sonde dans la configuration avec aimant central (Ar, 3 mTorr, 125 W, 140 G).

Contrairement à la configuration sans champ magnétique, la position à laquelle les mesures sont faites a un impact important sur la forme de l'EEPF, et ce pour trois aspects.

Premièrement, la pente moyenne de l'EEPF est d'autant plus élevée que la sonde est éloignée du diélectrique ce qui est cohérent avec le fort gradient de température mesuré.

Ensuite, la rupture de pente, bien visible pour les positions éloignées de la source, tend à disparaître lorsque la sonde se rapproche du diélectrique. Cela peut s'expliquer par les

collisions électron-électron ( $\nu_{e-e} \sim n_e \epsilon^{-3/2}$ ) qui, lorsque la densité électronique est importante (dans notre cas  $> 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ), tendent à repeupler la zone des hautes énergies de l'EPPF : il s'agit d'une thermalisation de la fonction de distribution. Ainsi, on observe un écart entre  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  qui diminue dans la zone  $R < 3 \text{ cm}$ .

Enfin, on constate que l'EPPF mesurée dans la région proche du diélectrique ( $R = 2.55 \text{ cm}$ ) est significativement déformée au niveau des basses énergies. Le sommet de l'EPPF s'aplatit et devient donc mal défini, ce qui conduit notamment à une incertitude plus importante sur la détermination de  $T_{e-low}$  à partir de la pente de la caractéristique I-V dans la région  $R < 3 \text{ cm}$ . L'origine de cette déformation peut être expliquée si on analyse la mesure de l'amplitude des oscillations RF du potentiel plasma (notée  $V_{RF}$ ) réalisée par la sonde capacitive (Figure IV.10).

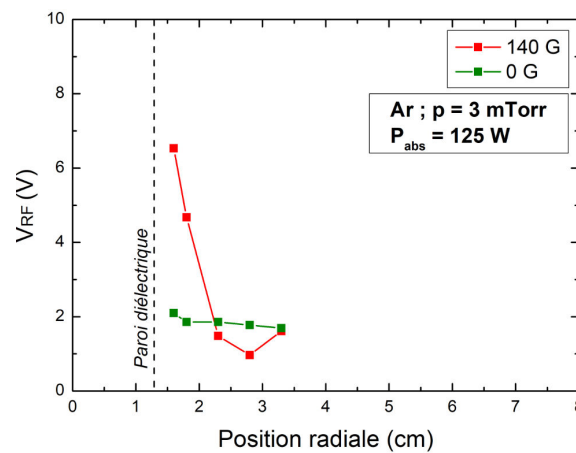


Figure IV.10 - Amplitude des oscillations RF du potentiel plasma ( $V_{RF}$ ) pour différentes positions radiales mesurée par la sonde capacitive avec et sans champ magnétique (Ar, 3 mTorr, 125 W).

La sonde capacitive mesure l'amplitude des oscillations RF autour du potentiel plasma. Celui-ci est typiquement compris entre 15 et 25 V dans nos conditions (les valeurs élevées concernent le plasma magnétisé). Les mesures présentées sont comprises entre  $R = 1.5 \text{ cm}$  et  $R = 3.5 \text{ cm}$ . Au-delà, le niveau du signal mesuré, trop bas, ne permet pas de relever des valeurs.

Dans la configuration sans champ magnétique, la valeur de  $V_{RF}$  est comprise entre 1 et 2 V et varie peu selon la position de la sonde. Ces oscillations sont causées par le couplage capacitif de la source [Watanabe 1999].

En présence du champ magnétique, on constate une forte augmentation de  $V_{RF}$  en se rapprochant de la surface du diélectrique avec un maximum dépassant 6 V. Cette amplitude est importante au regard du potentiel plasma. Malgré la compensation passive de la sonde de Langmuir, ces oscillations sont trop importantes pour être correctement compensées. Il en découle les détériorations observées sur l'EPPF.

Le champ magnétique axial  $\mathbf{B}$  et le champ électrique RF azimutal  $\mathbf{E}_{RF}$  sont à l'origine d'une dérive des électrons dans la direction radiale  $\mathbf{E}_{RF} \times \mathbf{B}$ . Par effet Hall, il y a séparation

de charges et apparition d'un champ électrique radial oscillant à la fréquence d'excitation, engendrant le potentiel  $V_{RF}$  mesuré dans cette région [Godyak 2004].

La présence du champ magnétique permet donc de localiser le plasma et d'augmenter fortement la densité électronique jusqu'à un rayon de 3 cm. Il engendre également une forte augmentation de la température électronique et des oscillations du potentiel plasma à proximité du diélectrique. Nous nous intéressons maintenant à l'efficacité du transfert de puissance sur une telle source.

### IV.1.3.3 Efficacité du transfert de puissance

Des mesures par sonde courant-tension ont été réalisées pour mesurer l'efficacité du transfert de puissance. La Figure IV.11 rappelle le circuit équivalent de la décharge développé dans le chapitre II avec  $Z_s = R_s + jL_s\omega$ , l'impédance totale vue par le générateur RF.

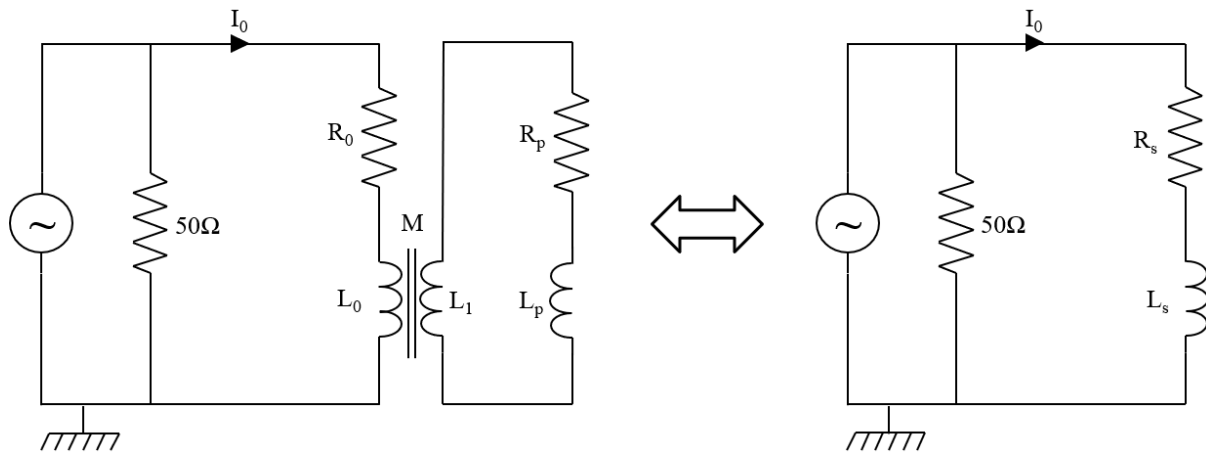


Figure IV.11 - Modèle « transformateur » de la décharge inductive (g.) et son équivalence par une résistance et une bobine en série (d.).

On pose  $P_{abs}$ , la puissance couplée au plasma,  $P_t$ , la puissance transmise par le générateur,  $R_0$ , la résistance de l'antenne et de la boîte d'accord (égale à  $2.5 \Omega$  dans cette configuration), et  $I_0$ , le courant circulant dans le circuit mesuré par la sonde courant-tension. On rappelle que l'efficacité du transfert de puissance  $\eta_D$  s'exprime comme :

$$\eta_D = \frac{P_{abs}}{P_t} = \frac{P_t - R_0 I_0^2}{P_t} = 1 - \frac{R_0}{R_s} \quad (\text{IV.1})$$

Les résultats des mesures de  $I_0$  et  $P_t$ , réalisées pour plusieurs puissances et pressions avec l'aimant 140 G, sont présentées sur la Figure IV.12. On constate que  $\eta_D$  augmente avec la pression et la puissance et tend jusqu'à une valeur d'environ 80 %. Ces courbes sont comparables avec celles déjà obtenues sur ce type de source [Arancibia 2013-a].

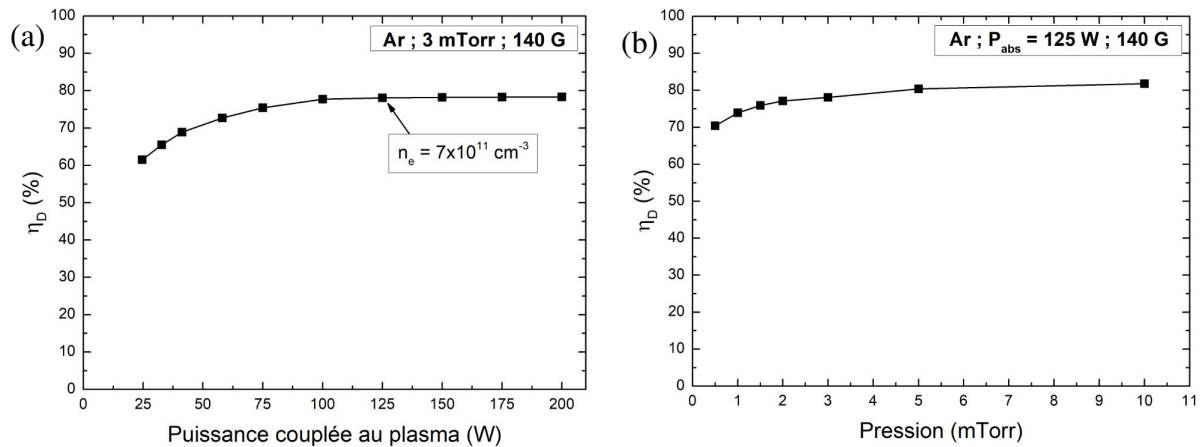


Figure IV.12 - Efficacité du transfert de puissance en fonction de (a) la puissance couplée au plasma (Ar, 3 mTorr, 140 G) et (b) la pression (Ar, 125 W, 140 G).

Pour comprendre ces mesures, on remarque à travers l'équation (IV.1) que  $\eta_D$  augmente lorsque la résistance  $R_s$  augmente. On rappelle l'expression théorique de  $R_s$  obtenue à travers le modèle « transformateur » de la décharge et développée au chapitre II :

$$R_s = R_0 + M^2 \omega^2 \left( \frac{R_p}{R_p^2 + \left( \omega L_1 + R_p \left( \frac{\omega}{v_{e-n}} \right) \right)^2} \right) \quad (\text{IV.2})$$

La Figure IV.13 présente l'évolution théorique de  $R_p$  et  $R_s$  en fonction de la densité électronique pour 3 mTorr, en prenant  $R_0 = 2 \Omega$ . Pour comprendre ces variations, on peut décrire les deux cas extrêmes :

- A très faible densité,  $R_p$  est très grand et le plasma est un milieu isolant. Dans ce cas,  $R_s$  tend vers  $R_0$  et l'efficacité de transfert de puissance tend vers zéro.
- A forte densité,  $R_p$  tend vers 0 : le plasma devient un conducteur parfait. Dans ce cas aussi,  $R_s$  tend vers  $R_0$  et l'efficacité de transfert de puissance devient très faible.

Entre ces deux extrêmes,  $R_s$  passe par une valeur maximale pour une densité de l'ordre de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Pour cette valeur, l'efficacité de transfert de puissance est maximale.

Sur la Figure IV.12-a, l'augmentation de puissance correspond à une augmentation de la densité (suivant les lois d'échelle du chapitre I). Un point de comparaison possible, à 125 W, nous donne, d'après la section précédente, une densité au plus proche de la paroi de  $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Sur la Figure IV.13, cela correspond à une valeur de  $R_s$  proche du maximum. Ce comportement est cohérent avec la valeur maximale de l'efficacité mesurée.

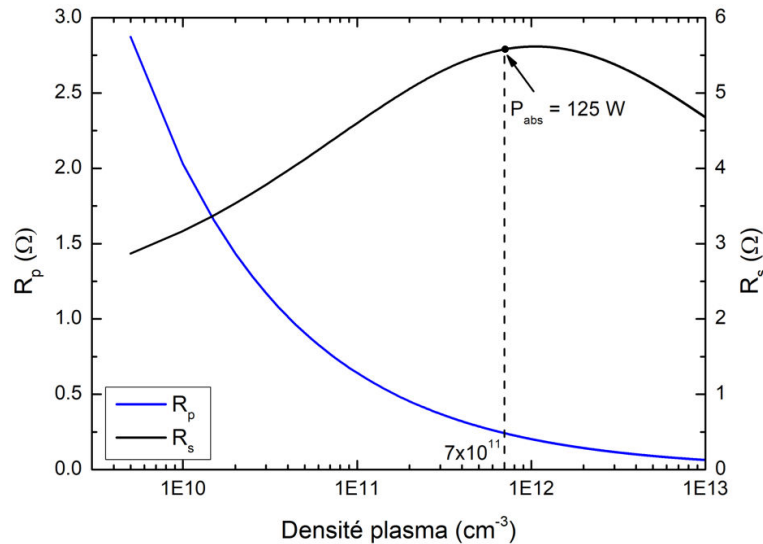


Figure IV.13 - Résistances  $R_p$  et  $R_s$  en fonction de la densité électronique obtenues à partir du modèle transformateur pour une pression de 3 mTorr.

Sur la Figure IV.12-b, l'augmentation de la pression peut également s'assimiler à une augmentation de la densité électronique. On constate de la même façon une augmentation de l'efficacité de 70 à 82 % et une saturation à haute pression.

Même si l'efficacité  $\eta_D$  est élevée pour une source ICP, la puissance non couplée au plasma  $R_0 I_0^2$  est dissipée dans le circuit par effet Joule, notamment dans l'aimant central à travers les pertes par courants de Foucault et par hystérésis. Les aimants utilisés, en néodyme, ont une température maximale d'utilisation (avant démagnétisation) ne dépassant pas 100 °C. Un refroidissement par air comprimé est donc nécessaire afin de conserver un champ magnétique stable durant les mesures.

#### IV.1.4 Variation des paramètres de la décharge

Dans cette partie, nous procédons à une caractérisation de la source avec aimant central en faisant varier la puissance (75 W - 200 W), l'intensité du champ magnétique (configurations 0 G ; 85 G ; 140 G ; 200 G) et la pression (1 mTorr - 10 mTorr).

Les bornes en puissance sont définies selon les critères suivants :

- A 50 W, les mesures d'EEDF présentent un rapport signal/bruit trop faible pour être exploitées.
- Au-dessus de 200 W, les contraintes thermiques sur la source sont trop fortes.

Les différentes configurations ont été présentées dans la section IV.1.1.

Les bornes en pression sont définies selon les critères suivants :

- Le plasma allumé à une pression inférieure à 1 mTorr n'est pas stable.
- Au vue des applications liées à la propulsion, il n'est pas pertinent d'étudier la source à une pression supérieure à 10 mTorr.

### IV.1.4.1 Effet de la puissance

Nous présentons sur la Figure IV.14-a l'évolution des profils de densité électronique en fonction de la puissance couplée au plasma. On constate que le profil radial de la densité plasma reste identique à celui observé dans la section précédente. L'augmentation de puissance engendre une augmentation globale des densités. On note que la densité dépasse  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  pour une puissance de 200 W.

Pour comparer les profils, la Figure IV.14-b présente l'évolution radiale de la densité plasma normalisée pour différentes puissances. La normalisation est effectuée selon la méthode de l'intégrale unitaire. On constate que le gradient de densité, c'est-à-dire le niveau de confinement du plasma, n'est pas modifié avec la puissance.

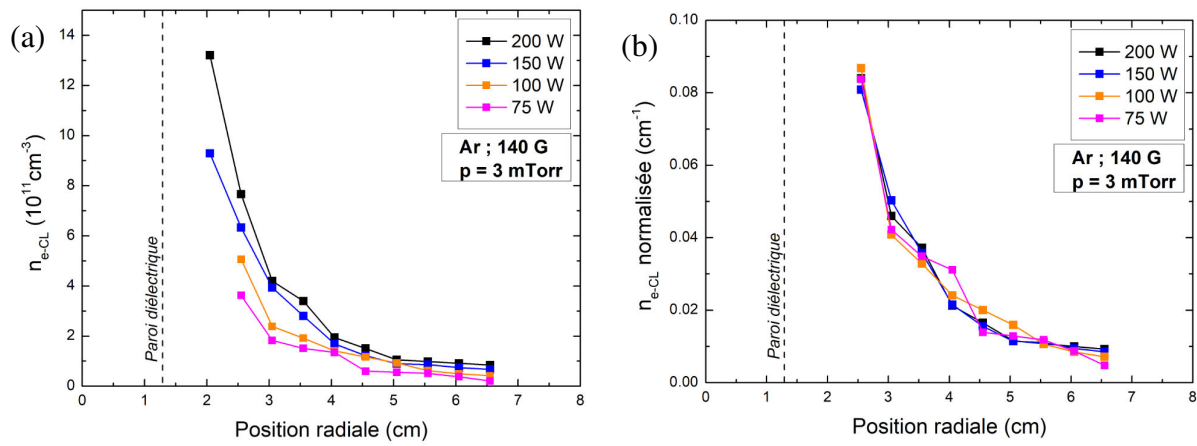


Figure IV.14 - Evolution de (a) la densité électronique et (b) la densité électronique normalisée (intégrale unitaire) en fonction de la distance radiale pour 4 valeurs de puissance couplée au plasma (200 W, 150 W, 100 W, 75 W) déterminée par la sonde simple (méthode CL).

Pour quantifier l'influence de la puissance absorbée, on trace sur la Figure IV.15 l'évolution des densités plasma en fonction de la puissance à deux positions de mesure : une position éloignée du diélectrique ( $R = 5.55 \text{ cm}$ ) et une position proche du diélectrique ( $R = 2.55 \text{ cm}$ ).

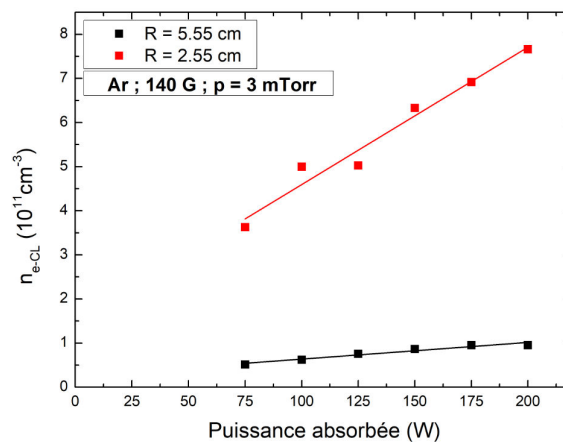


Figure IV.15 - Evolution linéaire de densité plasma en fonction de la puissance absorbée mesurée en sonde simple (méthode CL) pour deux positions de la sonde (éloignée et proche de l'antenne) (Ar, 3 mTorr, 140 G).

A ces deux positions, on constate que la densité plasma suit approximativement une loi linéaire en puissance. Ceci est en accord avec le bilan de puissance issu de l'équation de l'énergie pour les électrons (cf. chapitre I) qui donne la densité plasma proportionnelle à la puissance couplée (équation (I.54)). L'analyse ne peut qu'être qualitative car cette équation suppose un  $T_e$  uniforme dans tout le plasma.

Les profils de température électronique  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  en fonction de la puissance sont représentés sur la Figure IV.16. Sur la Figure IV.16-a, on constate que le profil est similaire à celui présenté dans la section précédente : une région de fort gradient proche du diélectrique et une région quasiment uniforme loin de l'antenne. La température électronique n'est pas sensible à la puissance couplée. Cette information est cohérente avec les lois d'échelle du chapitre I : la température électronique est fixée par les paramètres géométriques, la pression, et l'intensité du champ magnétique. Cela nous indique également que le degré d'ionisation n'est pas suffisamment élevé pour considérer une déplétion des neutres qui se traduirait par une augmentation de la température électronique [Raimbault 2007]. Par ailleurs, cette courbe fait état de la bonne reproductibilité des mesures effectuées.

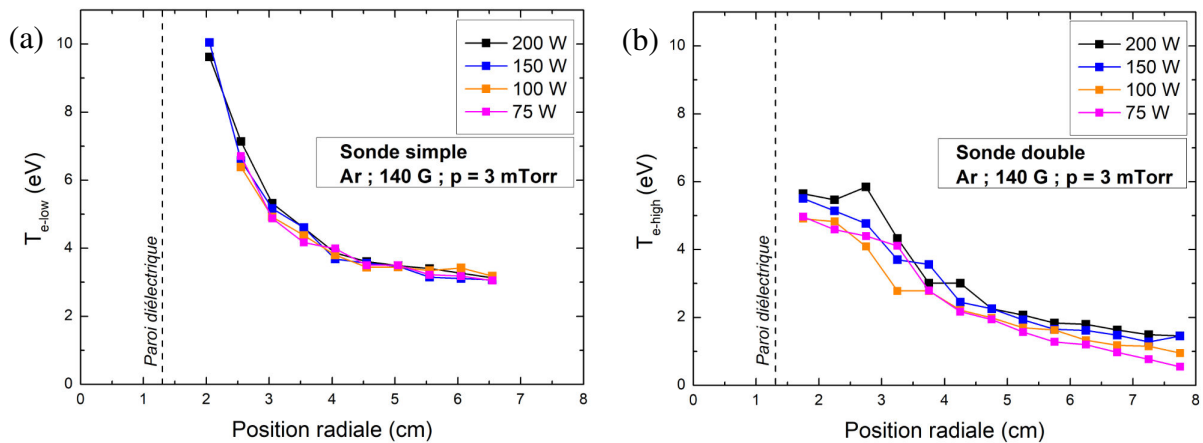


Figure IV.16 - Evolution de la température électronique en fonction de la distance radiale pour 4 valeurs de puissance couplée au plasma (200 W, 150 W, 100 W, 75 W) déterminée par (a) sonde simple ( $T_{e-low}$ ) et (b) sonde double ( $T_{e-high}$ ) (Ar, 3 mTorr, 140 G).

Sur la Figure IV.16-b, on constate un profil similaire à celui observé dans la section précédente. L'augmentation de la puissance absorbée influe très peu sur la valeur de  $T_{e-high}$  : l'ensemble de la fonction de distribution n'est pas sensible à la puissance absorbée.

Pour connaître l'effet de la puissance absorbée sur les oscillations RF du plasma, on trace sur la Figure IV.17 les valeurs de  $V_{RF}$  mesurées par sonde capacitive. L'analyse des résultats montre que la puissance absorbée par le plasma n'affecte pas l'amplitude  $V_{RF}$ .



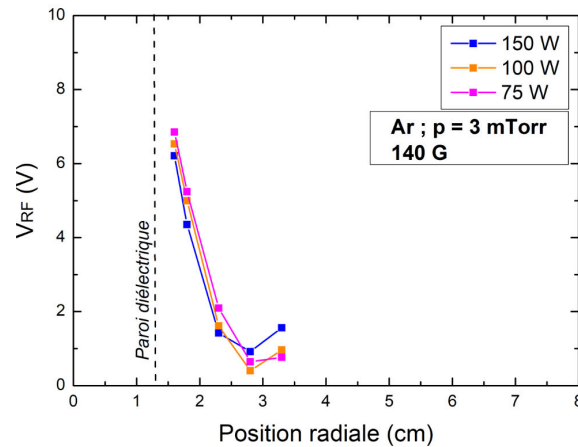


Figure IV.17 - Evolution du profil de  $V_{RF}$  pour trois puissances absorbées (150 W, 100 W, 75 W).

#### IV.1.4.2 Effet du champ magnétique

Nous avons montré dans la section IV.1.3. que l'ajout d'un champ magnétique a une influence très importante sur les paramètres du plasma. Nous allons maintenant quantifier cette influence en comparant 4 configurations magnétiques. La Figure IV.18-a montre l'évolution des profils de densité plasma en fonction de l'intensité du champ magnétique. On constate que la densité plasma proche de l'antenne est d'autant plus grande que le champ magnétique est élevé. Loin de l'antenne, les densités convergent vers la valeur rencontrée dans la configuration 0 G. La courbe verte est identique à celle de la Figure IV.5-a. La courbe rouge est identique à celle de la Figure IV.8-a.

Pour comparer la forme des profils, on trace sur la Figure IV.18-b les densités normalisées (intégrale unitaire). On constate que le gradient de densité plasma entre la région éloignée et proche du diélectrique augmente légèrement avec l'intensité du champ magnétique. Cela traduit un meilleur confinement du plasma lorsque  $B$  augmente. Si on reprend les équations de dérive-diffusion en présence d'un champ magnétique développées dans le chapitre I, la diffusion  $D_{\perp}$ , selon la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, s'écrit :

$$D_{\perp} = \frac{kT_e}{m_e \nu_{e-n}} \frac{1}{(1 + h_e^2)} \quad (\text{IV.3})$$

Dans nos conditions expérimentales, le paramètre de Hall  $h_e$  reste très supérieur à 1 quelle que soit la position radiale. On peut donc écrire que :

$$D_{\perp} \approx \frac{kT_e m_e \nu_{e-n}}{e^2 B^2} \quad (\text{IV.4})$$

Le terme de diffusion  $D_{\perp}$  diminue lorsque la valeur de  $B$  augmente. Sur les mesures, cela se traduit par un gradient global plus important dans la configuration 200 G.

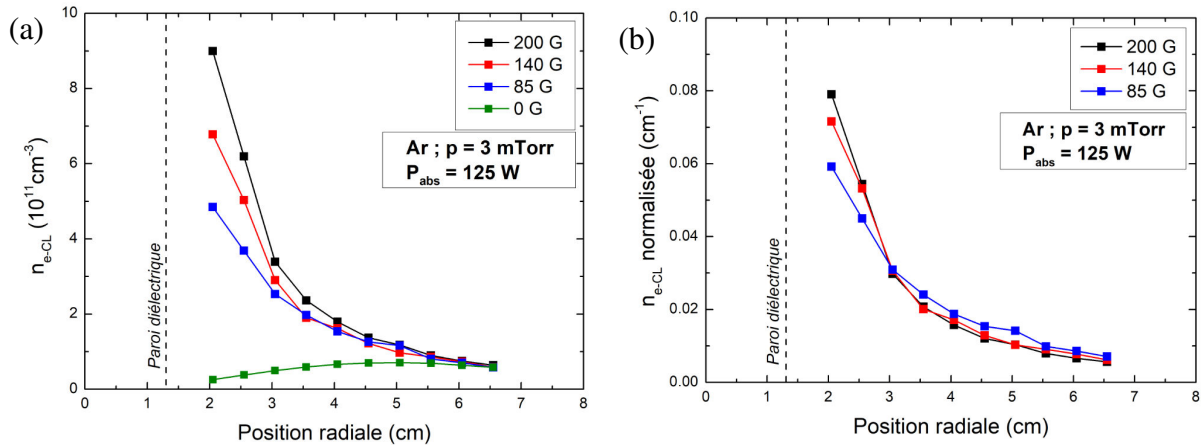


Figure IV.18 - Evolution de (a) la densité électronique et (b) la densité électronique normalisée (intégrale unitaire) en fonction de la distance radiale pour les 4 configurations magnétiques (200 G, 140 G, 85 G, 0 G) déterminée par sonde simple (méthode-CL) (Ar, 3 mTorr, 125 W).

L'effet du champ magnétique est également visible sur la température électronique. La Figure IV.19-a présente l'évolution du profil radial de  $T_{e-low}$  en fonction de la configuration magnétique. Les courbes vertes et rouges correspondent respectivement à celles des Figure IV.6-b et Figure IV.8-b. Sans champ magnétique, le profil est assez plat. Lorsque le plasma est magnétisé,  $T_e$  augmente lorsqu'on se rapproche de l'antenne. Le gradient global augmente avec le champ magnétique : dans la région loin du diélectrique, la température est d'autant plus grande que le champ magnétique est faible. On constate que proche du diélectrique, les températures mesurées dépendent peu de l'intensité du champ magnétique.

A travers l'équation (IV.4), on remarque que  $D_{\perp} \propto 1/B^2$ . Lorsque l'intensité du champ magnétique augmente, la diffusion des électrons au travers des lignes de champ magnétique est plus faible. Les électrons ayant diffusé au travers du champ magnétique ont subi davantage de collisions conduisant à une perte d'énergie.

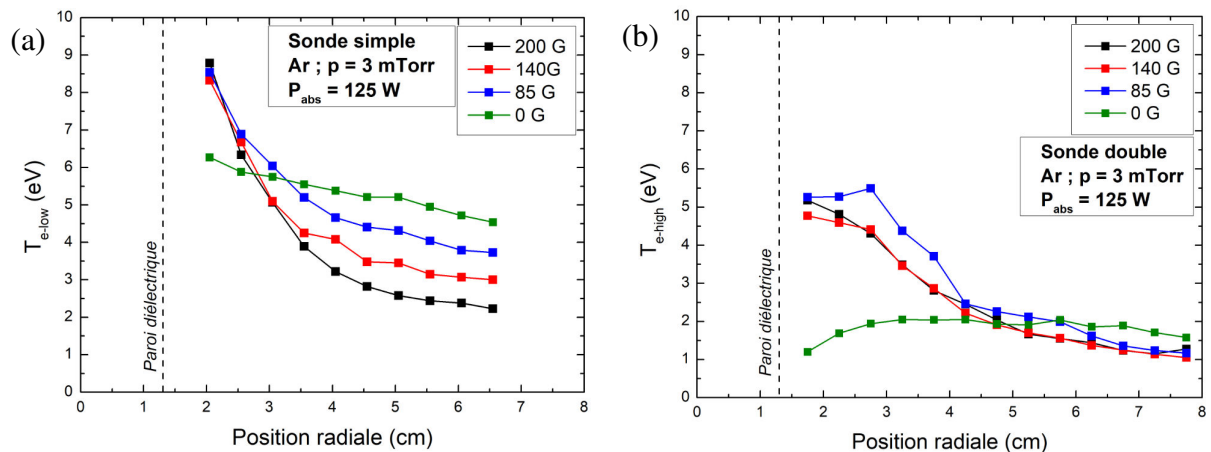


Figure IV.19 - Evolution de la température électronique en fonction de la distance radiale pour les 4 configurations magnétiques (200 G, 140 G, 85 G, 0 G) déterminée par (a) sonde simple ( $T_{e-low}$ ) et (b) sonde double ( $T_{e-high}$ ) (Ar, 3 mTorr, 125 W).

La Figure IV.19-b présente l'évolution du profil radial de  $T_{e-high}$  en fonction de la configuration magnétique. On ne constate pas, dans la région éloignée de l'antenne, de différences notables selon la configuration magnétique. En se rapprochant de l'antenne, les

températures, pour les configurations magnétisées, augmentent et convergent vers 5 eV environ.

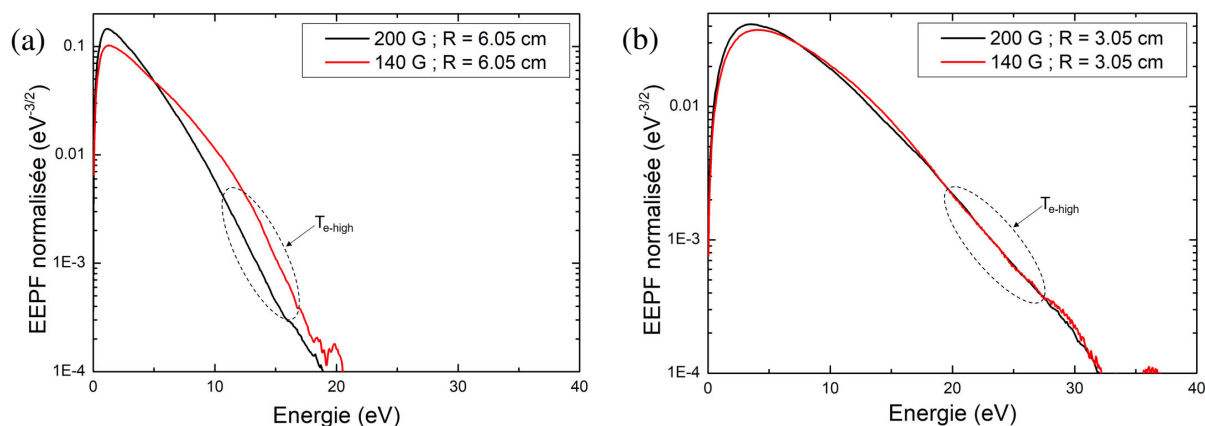


Figure IV.20 - Comparaison des EEPF normalisées obtenues dans les configurations 200 G et 140 G pour (a)  $R = 6.05 \text{ cm}$  et (b)  $R = 3.05 \text{ cm}$  (Ar, 3 mTorr, 125 W).

On peut appuyer ce résultat en analysant les EEPF normalisées obtenues pour deux configurations magnétiques (200 G et 140 G) dans la région non magnétisée (Figure IV.20-a) et dans la région magnétisée (Figure IV.20-b). Dans la région de faible champ magnétique ( $R = 6.05 \text{ cm}$ ), le queue de distribution présente la même forme quelle que soit la configuration magnétique. Dans la région de fort champ magnétique ( $R = 3.05 \text{ cm}$ ), on observe une évolution de  $T_{e-high}$  similaire à celle de  $T_{e-low}$ . Les fonctions de distribution deviennent maxwelliennes (les fortes densités dans la région magnétisée impliquent une augmentation de la fréquence de collision  $\nu_{e-e}$ ).

La mesure de  $T_e$  par sonde double, à cause de la nature des électrons collectés, ne met donc pas en évidence la variation du confinement du plasma en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué.

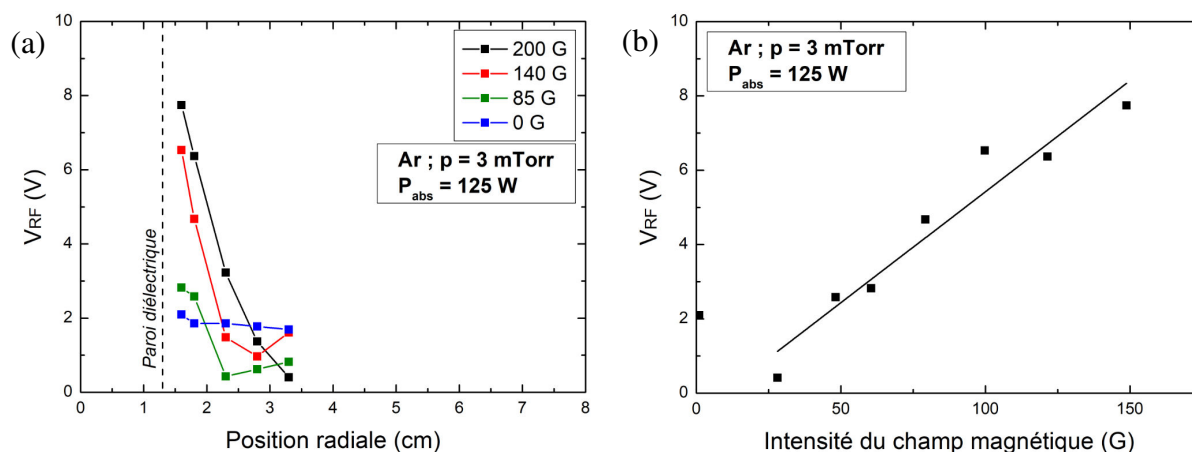


Figure IV.21 - (a) Evolution du profil de  $V_{RF}$  pour les 4 configurations magnétiques (200 G, 140 G, 85 G, 140 G, 0 G) et (b) valeurs de  $V_{RF}$  en fonction de l'intensité du champ magnétique (Ar, 3 mTorr, 125 W).

La Figure IV.21-a présente l'évolution radiale de  $V_{RF}$  pour différentes configurations magnétiques. Sans champ magnétique, les oscillations sont constantes à 2 V. Avec champ magnétique, la valeur de  $V_{RF}$  à proximité de l'antenne augmente avec B, ainsi que le gradient

global. La Figure IV.21-b présente l'évolution de  $V_{RF}$  en fonction de l'intensité de champ magnétique. Les points sont extraits de la Figure IV.21-a à différentes positions jusqu'à 2.5 cm. On constate que  $V_{RF}$  est d'autant plus grand que l'intensité du champ B est élevée et qu'il suit une loi quasi-linéaire pour  $B < 50$  G. Cette évolution est cohérente quant à l'hypothèse donnée sur l'origine de  $V_{RF}$  (dérive des électrons dans la direction  $\mathbf{E}_{RF} \times \mathbf{B}$ ). On peut, en particulier, dire que la linéarité apparaît lorsque  $V_{RF}$  est supérieur aux oscillations sans champ magnétique.

#### IV.1.4.3 Effet de la pression

La Figure IV.22-a présente l'évolution des profils de densité en fonction de la pression. La densité plasma est d'autant plus grande que la pression est élevée, comme attendu dans un plasma basse pression. On constate l'absence de mesure à 1 mTorr à la position  $R = 2.05$  cm car la courbe I-V présentait un point d'inflexion (à  $V_p$ ) très mal défini.

La Figure IV.22-b présente l'évolution des profils de densité normalisés (intégrale unitaire) en fonction de la pression. On constate que le gradient de densité diminue lorsque la pression augmente, traduisant un moins bon confinement du plasma. En effet, on voit au travers de l'équation IV.4 que le coefficient de diffusion est proportionnel à  $v_{e-n}$ , donc à la pression. La pression a donc tendance à déconfiner le plasma.

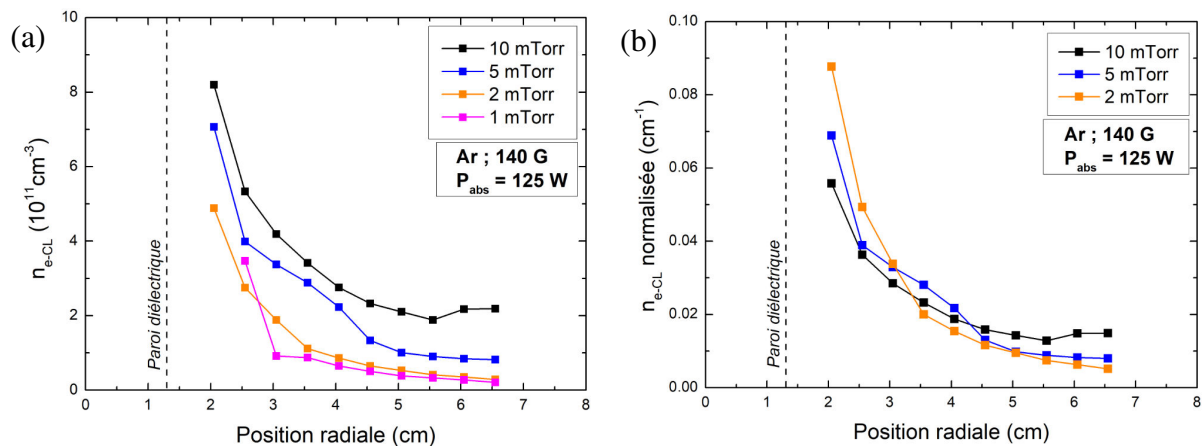


Figure IV.22 - Evolution de (a) la densité électronique et (b) la densité électronique normalisée (intégrale unitaire) en fonction de la distance radiale pour 4 valeurs de pression (10 mTorr, 5 mTorr, 2 mTorr, 1 mTorr) déterminée par sonde simple (méthode-CL) (Ar, 125 W, 140 G).

La Figure IV.23-a présente l'évolution des profils de température électronique  $T_{e-low}$  en fonction de la pression. Conformément aux lois d'échelle, la température augmente lorsque la pression diminue (Figure I.6). Par ailleurs, on retrouve le profil de température de la source magnétisée décrit à la Figure IV.8-b.

La Figure IV.23-b présente l'évolution des profils de température électronique  $T_{e-high}$  en fonction de la pression. On constate que cette évolution suit deux tendances selon la position radiale :

- A  $R < 4$  cm,  $T_{e-high}$  croit lorsque la pression diminue.
- A  $R > 4$  cm,  $T_{e-high}$  semble peu dépendre de la pression.

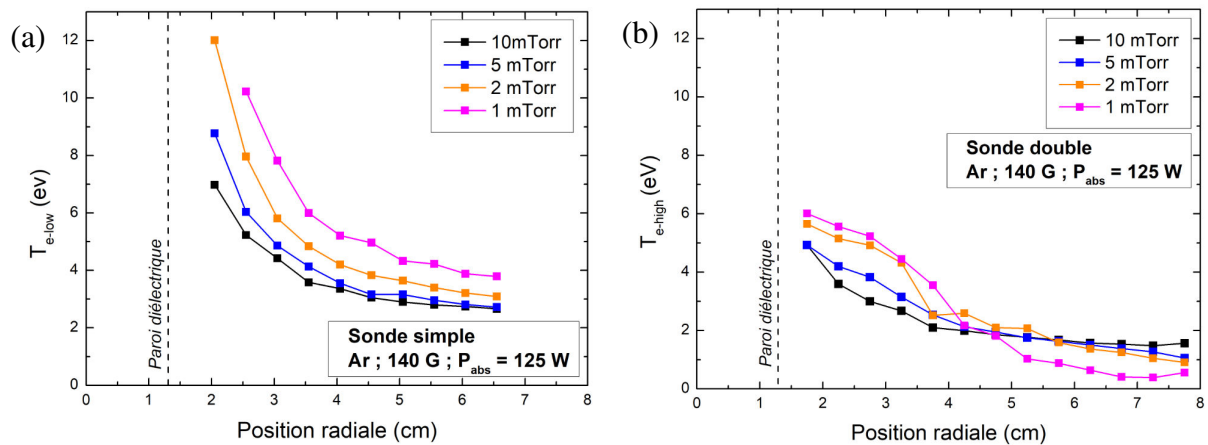


Figure IV.23 - Evolution de la température électronique en fonction de la distance radiale pour 4 valeurs de pression (10 mTorr, 5 mTorr, 2 mTorr, 1 mTorr) déterminée par (a) sonde simple ( $T_{e-low}$ ) et (b) sonde double ( $T_{e-high}$ ) (Ar, 125 W, 140 G).

Pour comprendre ces deux tendances, il est intéressant de tracer les EEPF à 1 et 10 mTorr pour  $R = 6.55 \text{ cm}$  (Figure IV.24). On constate qu'à 10 mTorr, la pente de l'EEPF est quasiment constante, ce qu'on retrouve avec des valeurs de  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  proches, autour de 2 eV. Lorsque la pression diminue, le profil de l'EEPF présente une rupture de pente plus prononcée. Ainsi,  $T_{e-high} \approx 1 \text{ eV}$  tandis que  $T_{e-low} \approx 4 \text{ eV}$ . Cette évolution de l'EEPF en fonction de la pression a été mesurée dans d'autres réacteurs ICP [Godyak 2002]. La densité plasma étant plus élevée à 10 mTorr, la fréquence de collision électron-électron est suffisamment importante pour repeupler la queue de la fonction de distribution.

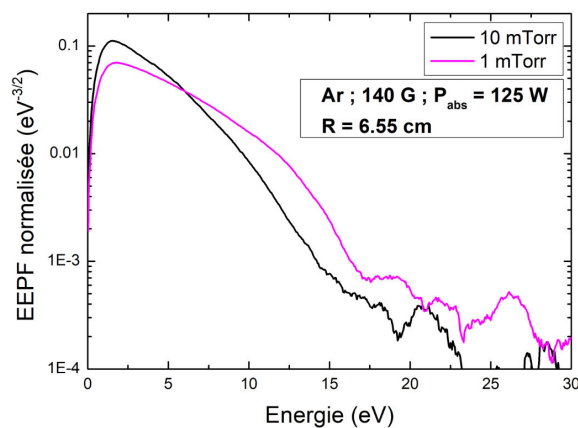


Figure IV.24 - Comparaison des EEPF normalisées obtenues à la position  $R = 6.55 \text{ cm}$  pour des pressions de 10 mTorr et 1 mTorr.

Dans la région proche du diélectrique ( $R < 4 \text{ cm}$ ), la densité électronique, quelle que soit la pression, est assez importante pour que les collisions électron-électron conduisent à rendre l'EEDF maxwellienne.  $T_{e-high}$  tend alors vers  $T_{e-low}$  et suit des tendances similaires ; on observe donc une augmentation de  $T_{e-high}$  lorsque que la pression diminue, tout comme pour  $T_{e-low}$ .

La Figure IV.25 présente l'évolution des profils de  $V_{RF}$  en fonction de la pression. De manière générale,  $V_{RF}$  tend à diminuer à mesure que la pression augmente. Une hypothèse pouvant être donnée est que, la fréquence de collision  $\nu_{e-n}$  augmentant avec la pression, la

dérive des électrons dans la direction  $\mathbf{E}_{RF} \times \mathbf{B}$  est altérée par les collisions électron-neutre lorsque la pression augmente. Ce phénomène serait à l'origine de la diminution de  $V_{RF}$  observée à pression élevée.

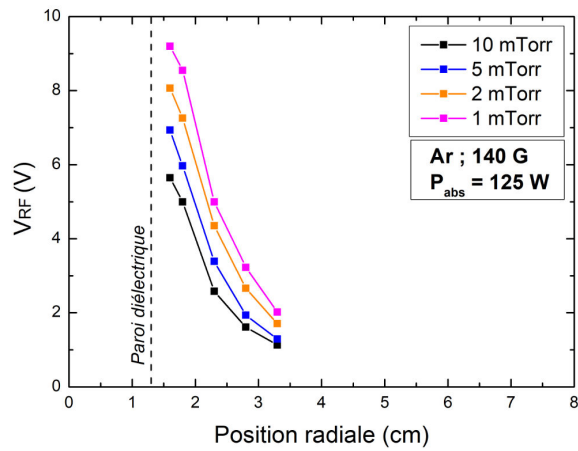


Figure IV.25 - Evolution du profil de  $V_{RF}$  pour 4 valeurs de pression (10 mTorr, 5 mTorr, 2 mTorr, 1 mTorr).

## IV.2 Caractérisation de la source ICP du propulseur

Dans cette partie, nous présentons une caractérisation de la source ICP du propulseur ID-HALL. La source, isolée du reste du propulseur, est étudiée dans le caisson expérimental précédemment utilisé pour l'étude de la source avec aimant central et présenté sur la Figure IV.3. L'antenne est alimentée par l'amplificateur de puissance CREATIVE ELECTRONICS à une fréquence de 4 MHz. La boîte d'accord à autotransformateur construite durant cette thèse et présentée au chapitre II est utilisée pour adapter l'impédance. La puissance transmise et la puissance réfléchie sont mesurées grâce à un coupleur de puissance bidirectionnel connecté entre l'amplificateur et la boîte d'accord.

Comme nous l'avons montré dans le chapitre II, l'abaissement de la fréquence RF à 4 MHz provoque une chute de la tension aux bornes de la bobine et donc, par conséquent, une diminution du couplage capacitif. Bien qu'il soit néfaste à une décharge ICP, le couplage capacitif a l'avantage de fournir des électrons primaires permettant d'amorcer la décharge ICP. Dans notre cas, à 4 MHz, on peut ainsi rencontrer des difficultés pour initier la décharge et il est nécessaire de suivre précisément la démarche décrite ci-dessous.

### IV.2.1 Démarche pour initier la décharge

La Figure IV.26 rappelle le circuit électrique du système avec la charge ( $R_s$ ,  $L_s$ ) vue depuis la boîte d'accord.

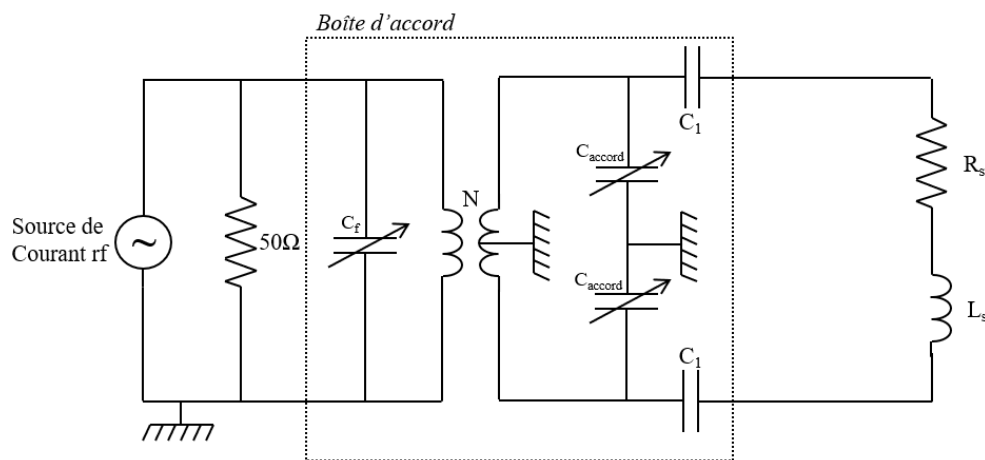


Figure IV.26 - Schéma électrique simplifié du système « générateur + boîte d'accord + charge ».

Initier la décharge dans ces conditions nécessite de suivre une démarche précise. La première étape consiste à configurer la boîte d'accord pour maximiser le courant traversant l'antenne. Pour cela, on allume l'amplificateur RF, réglé sur la puissance minimale (quelques W), et on ajuste les paramètres  $N$ ,  $C_{accord}$  et  $C_f$  pour maximiser le courant (lu grâce à la sonde courant/tension). Lorsque la boîte d'accord est réglée à cette position, on éteint l'amplificateur. On ajuste le débit de gaz injecté dans l'enceinte pour atteindre la pression d'environ 20 mTorr. Cette pression élevée permet de favoriser les collisions électron-neutre ionisantes. On règle le GBF de sorte que la puissance injectée soit supérieure à 100 W. Après avoir mis en route l'amplificateur, de petites variations de  $C_{accord}$  et  $C_f$  permettent d'amorcer

la décharge. Le réacteur utilisé disposant d'un grand hublot en verre à proximité de la source, il est possible d'utiliser un pistolet à arc pour faciliter l'amorçage de la décharge.

L'allumage de la décharge provoque une modification brutale de la charge vue par le générateur et modifie l'accord. La puissance réfléchie devient alors importante et il est nécessaire de modifier les valeurs des capacités  $C_{accord}$  et  $C_f$  pour d'une part protéger l'amplificateur et d'autre part stabiliser la décharge. On se place ensuite progressivement à la pression et puissance voulues tout en prenant soin de maintenir l'accord. Durant les 5 premières minutes, l'antenne et le circuit magnétique chauffent progressivement. Cette montée en température se traduit par de légères variations de la perméabilité magnétique des ferrites qui induisent des variations de l'inductance  $L_s$ . Il est donc nécessaire d'ajuster les réglages de la boîte d'accord durant cette phase transitoire. Le régime permanent a lieu lorsque l'équilibre thermique est réalisé entre l'énergie dissipée par effet Joule et le refroidissement par air comprimé. A partir de ce moment, les paramètres du circuit sont stables et il n'est plus nécessaire d'intervenir sur la boîte d'accord.

### IV.2.2 Caractérisation du plasma

Dans cette partie, nous présentons la caractérisation expérimentale de la source ICP du propulseur ID-HALL.

L'amplificateur RF mis à notre disposition durant cette thèse ne nous a pas permis de réaliser une étude paramétrique aussi complète que celle effectuée avec la source ICP à aimant central. D'une part, à 4 MHz, la puissance maximale délivrée par cet amplificateur ne dépasse pas 200 W. D'autre part, le signal délivré par l'amplificateur présente, pour une puissance supérieure à 100 W, des oscillations basse fréquence (quelques dizaines de Hz) interférant avec les mesures de sonde. Tous les résultats expérimentaux présentés à partir de maintenant seront obtenus pour une puissance couplée au plasma de 55 W, tel que la puissance injectée ne dépasse jamais 100 W. Le plasma a été caractérisé en argon et en xénon, pour différentes valeurs de pression par sonde de Langmuir et sonde double.

#### IV.2.2.1 Caractérisation en argon

Comme pour la source à aimant central, le plasma est confiné dans un tore lumineux (Figure IV.27) s'étendant sur quelques centimètres du diélectrique.

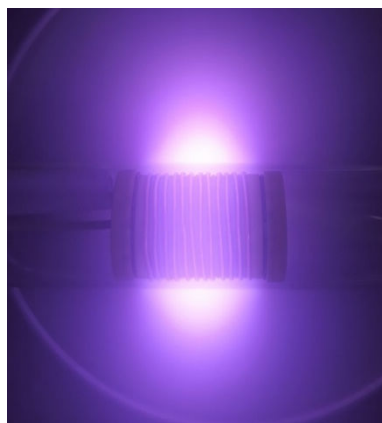


Figure IV.27 - Photographie de la source ICP du propulseur ID-HALL en argon (55 W, 3 mTorr).



Les profils de densité et de température électronique sont représentés sur la Figure IV.28. L'allure du profil de densité est similaire à celui mesuré avec la source à aimant central (Figure IV.8-a) et les interprétations physiques sont les mêmes. A une pression de 5 mTorr et une puissance de 55 W, la densité plasma maximale mesurée à  $R = 2 \text{ cm}$  atteint ici  $3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

Les profils de température électronique ( $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ ) ainsi que leurs valeurs sont très proches de ceux tracés sur la Figure IV.8-b. La configuration magnétique de cette source étant très similaire de celle avec aimant central, les conclusions que l'on peut tirer sont les mêmes.

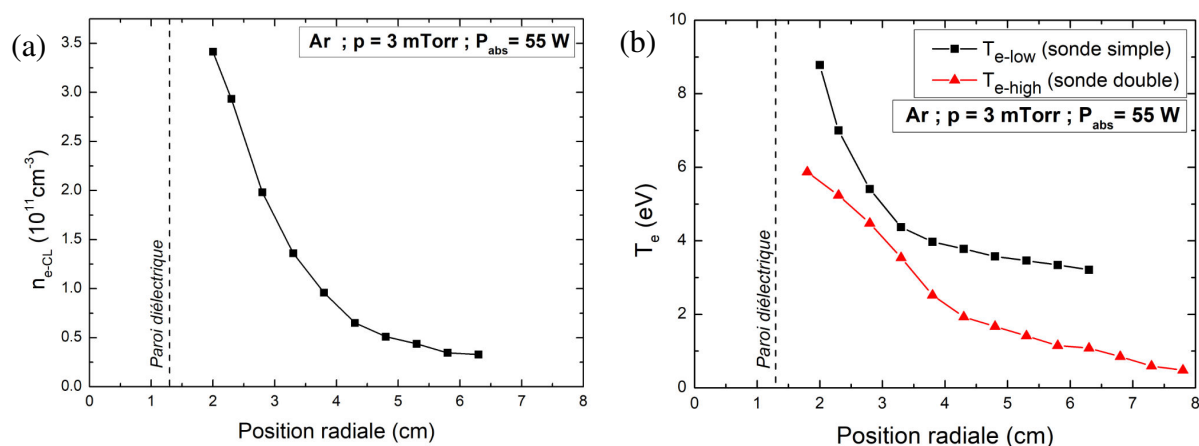


Figure IV.28 - (a) Densité plasma (sonde de Langmuir, méthode CL) et (b) température électronique ( $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ ) déterminées pour différentes positions radiales (Ar, 3 mTorr, 55 W).

Une caractérisation a été effectuée pour 3 pressions (10 mTorr, 5 mTorr, 3 mTorr). Il a été impossible d'effectuer des mesures en-dessous de 3 mTorr, car la diminution de l'efficacité de transfert de puissance qui en découle impose une puissance à délivrer trop importante pour l'amplificateur.

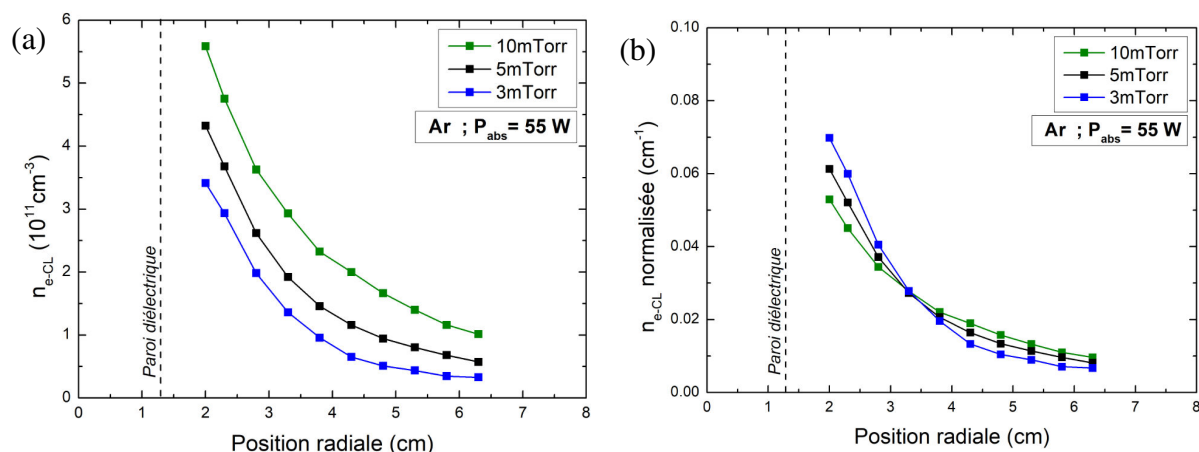


Figure IV.29 - Evolutions de (a) la densité électronique et (b) la densité électronique normalisée (intégrale unitaire) en fonction de la distance radiale pour 3 pressions (10 mTorr, 5 mTorr, 3 mTorr) déterminées par la sonde simple (méthode CL) (Ar, 55 W).

Les Figure IV.29-a et Figure IV.29-b présentent respectivement l'évolution des profils de densité et l'évolution des profils de densité normalisés (intégrale unitaire) en fonction de la puissance. Comme il a déjà été observé sur la Figure IV.22, l'augmentation de la pression

conduit à la fois à une augmentation de la densité électronique et à un déconfinement du plasma.

Les évolutions des profils de  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  en fonction de la pression sont représentées respectivement sur la Figure IV.30-a et la Figure IV.30-b.

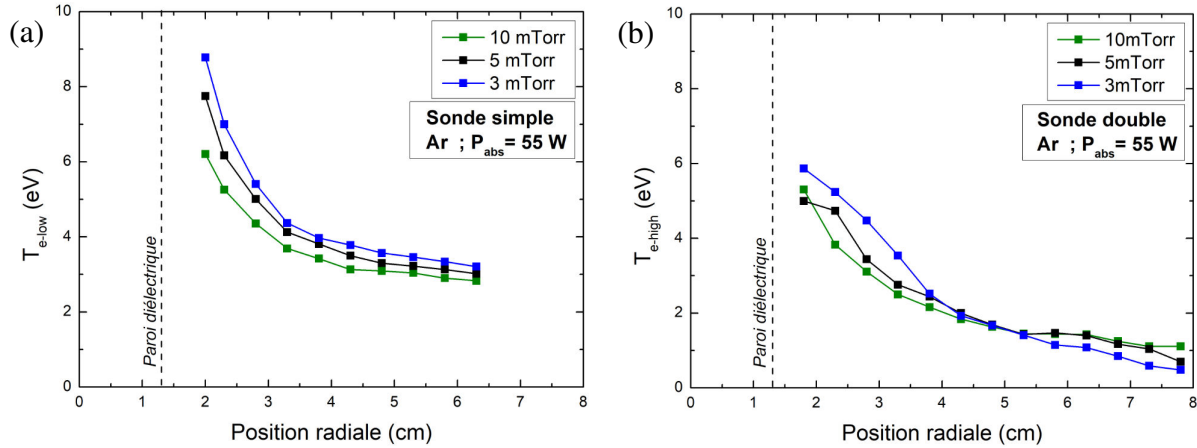


Figure IV.30 - Evolutions de la température électronique en fonction de la distance radiale pour 3 pressions (10 mTorr, 5 mTorr, 3 mTorr) déterminées par (a) sonde simple ( $T_{e-low}$ ) et (b) sonde double ( $T_{e-high}$ ) (Ar, 55 W).

Ces profils sont de nouveau très similaires à ceux mesurés avec la source à aimant central. La température  $T_{e-low}$  augmente lorsque la pression diminue tandis que l'évolution de  $T_{e-high}$  confirme les résultats précédents avec les deux tendances en fonction de la position radiale (cf. Figure IV.23-b).

Cette source a donc un comportement très similaire à celui observé sur la source à aimant central. Le changement de la fréquence de fonctionnement, intéressant pour le design et le fonctionnement de la source, n'affecte donc pas les paramètres plasma. La caractérisation réalisée dans la première partie de ce chapitre se révèle d'autant plus pertinente.

#### IV.2.2.2 Cartographies 2D de la densité et de la température

En déplaçant la source selon l'axe longitudinal et les sondes selon l'axe radial, une cartographie 2D de la densité plasma et de la température électronique a été réalisée. D'un point de vue pratique, nous avons positionné précisément la source par rapport aux sondes en utilisant comme repère les spires de l'antenne excitatrice. Le pas longitudinal de mesure correspond alors à la distance entre 2 tours de bobine tandis que le pas radial est pris à 0.5 cm. Chaque cartographie est tracée à partir d'un total de  $12 \times 6 = 72$  mesures par sonde simple et  $12 \times 7 = 84$  mesures par sonde double. Les mesures sont effectuées en argon, à 5 mTorr pour une puissance couplée au plasma de 55 W. Le point 0 de l'axe longitudinal correspond à la première spire de l'antenne.

La Figure IV.31 représente la cartographie 2D de la densité électronique  $n_{e-SD}$  obtenue en sonde double. La raison de ce choix est que la sonde double, moins sensible aux oscillations RF du potentiel plasma, permet de sonder à des positions très proches du diélectrique ( $R < 2$  cm). Ainsi, la Figure IV.31 met en évidence la forme « torique » du plasma observée sur la Figure IV.27. La densité maximale mesurée, sur le plan médian, atteint  $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Il faut

cependant considérer avec prudence les densités mesurées par sonde double, surtout aux positions éloignées du diélectrique. Nous avons en effet vu au chapitre III qu'elles étaient surestimées à ces positions.

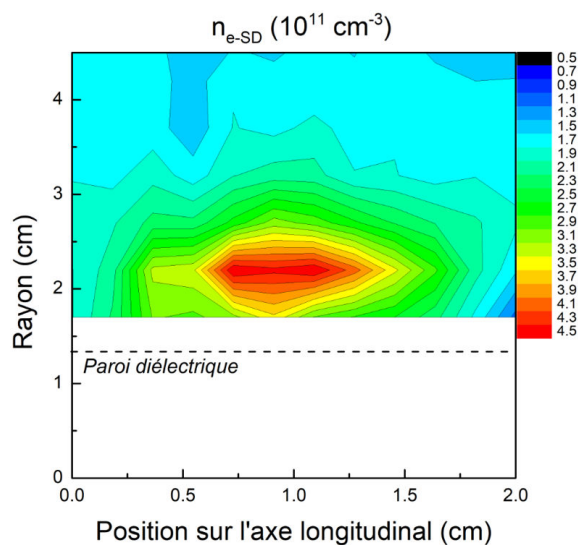


Figure IV.31 - Cartographie 2D de la densité électronique obtenue grâce aux données de sonde double ( $n_{e-SD}$ ) (Ar, 5 mTorr, 55 W).

La Figure IV.32 présente les cartographies de température électronique ( $T_e(EEDF)$  et  $T_{e-high}$ ).  $T_e(EEDF)$  est compris entre 3 et 9 eV tandis que  $T_{e-high}$  varie entre 1 et 6 eV.

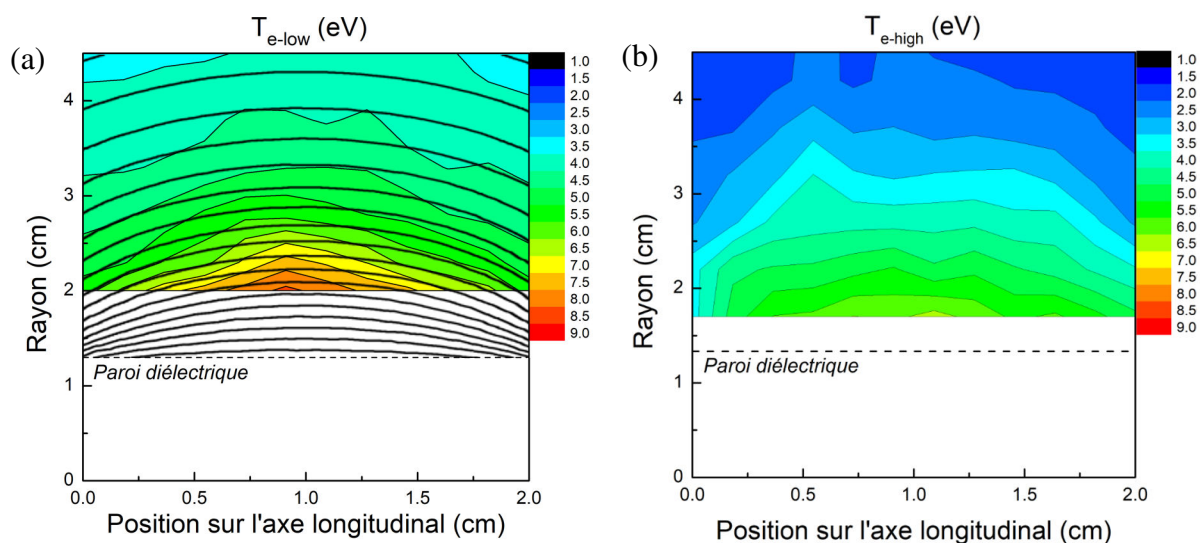


Figure IV.32 - Cartographies 2D de la température électronique obtenues grâce (a) aux données de sonde simple ( $T_{e-low}$ ) et (b) aux données de sonde double ( $T_{e-high}$ ) (Ar, 5 mTorr, 55 W). Sur la Figure IV.32-a sont superposées les lignes de champ magnétique issues d'une simulation sous FEMM.

Sur la Figure IV.32-a, les lignes de champ magnétique issues d'une simulation FEMM sont superposées à la cartographie de la température électronique  $T_{e-low}$ . On constate que les isothermes suivent les lignes de champ magnétique. D'une part, cela met clairement en évidence que la mobilité des électrons le long des lignes de champ magnétique est indépendante de l'intensité du champ magnétique ( $\mu_{\parallel} = e/m_e v_{e-n}$ ). D'autre part, les électrons sont confinés le long des lignes de champ magnétique (diffusion radiale  $D_{\perp}$

significativement réduite). Les collisions électron-neutre sont nécessaires pour assurer le transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique, ce qui induit une chute de la température électronique.

### IV.2.2.3 Mesures en xénon

La source ICP a également été caractérisée en xénon. Par rapport à l'argon, le xénon a une masse atomique plus grande, une section efficace de collision électron-neutre plus grande, et une énergie d'ionisation plus basse (voir Chapitre I). Visuellement (Figure IV.33), dans les mêmes conditions, la décharge en xénon est plus lumineuse et prend la couleur bleue caractéristique (longueur d'onde des raies d'émission les plus intenses).

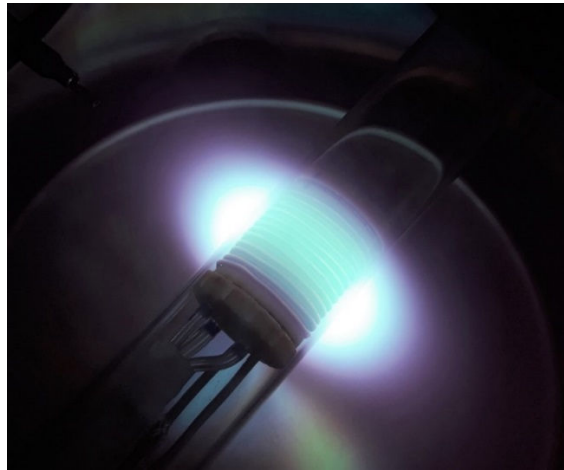


Figure IV.33 - Photographie de la source ICP du propulseur ID-HALL en xénon (55 W, 3 mTorr).

La Figure IV.34-a présente sur le même graphe les profils de densité électronique mesurés en argon et en xénon à 3 mTorr et 55 W.

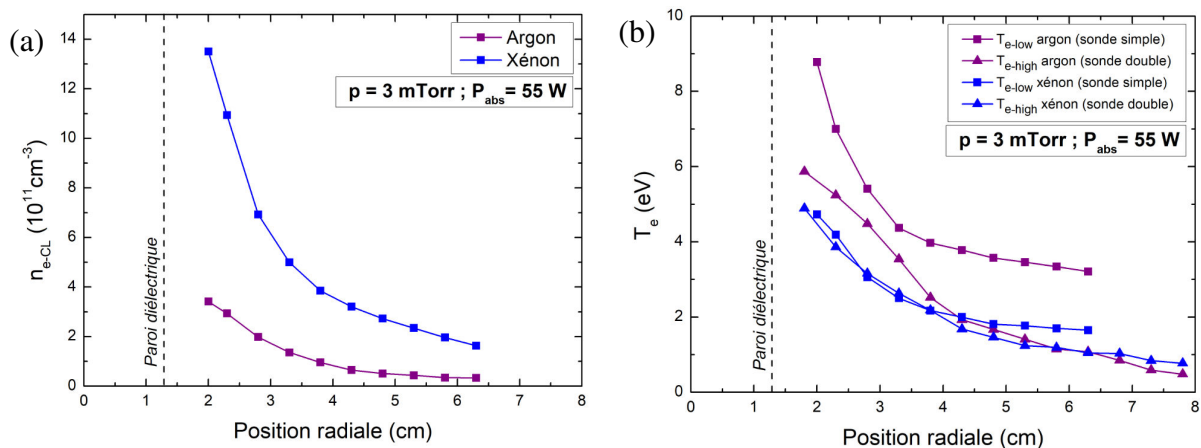


Figure IV.34 - (a) Densités plasma et (b) températures électroniques ( $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$ ) déterminées pour des plasmas d'argon et de xénon ( $P_{abs} = 55 \text{ W}$  ;  $p = 3 \text{ mTorr}$ ).

Les deux profils de densité électronique ont des allures similaires mais les valeurs de densité changent : la densité plasma, en xénon, atteint ainsi  $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  dans la position proche de l'antenne. La densité obtenue en xénon est environ plus grande d'un facteur 4 et ce, quelle que soit la position radiale. Cette augmentation de densité est cohérente si on se réfère aux lois d'échelle développées dans le chapitre I. En effet, une analyse quantitative (ne tenant

pas compte des variations de  $T_e$ ) de l'équation I.55 montre que la densité électronique est inversement proportionnelle à l'énergie  $E_t$  et à la vitesse de Bohm :

- Sur la Figure I.7, on constate que pour une même température électronique, l'énergie  $E_t$  est plus faible en xénon qu'en argon.
- La masse atomique du xénon est environ 3 fois supérieure à celle de l'argon, ce qui se traduit par une diminution de  $v_B$ .

Ces deux paramètres conduisent à une forte augmentation de la densité plasma en xénon.

Les profils de température  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  mesurés en argon et en xénon sont présentés sur la Figure IV.34-b.  $T_{e-low}$  suit la même évolution en argon et en xénon, mais là aussi, les valeurs changent.  $T_{e-low}$  diminue en xénon quelle que soit la position sondée. Ainsi, à  $R = 2 \text{ cm}$ ,  $T_{e-low}$  est d'environ 5 eV (contre 9 eV en argon). Encore une fois, on peut justifier cette différence de température en se référant aux lois d'échelle du chapitre I et notamment à la Figure I.6.

Les profils de température  $T_{e-high}$  mesurés en argon et en xénon sont similaires, mais si on compare les valeurs mesurées, on constate que cette évolution suit 2 tendances :

- A  $R > 4 \text{ cm}$ , les valeurs de  $T_{e-high}$  mesurées en argon et en xénon sont très proches.
- A  $R < 4 \text{ cm}$ , les valeurs de  $T_{e-high}$  mesurées en xénon sont plus faibles, de 1 eV environ. On remarque aussi, sur la Figure IV.34-b, qu'à ces positions radiales, on a  $T_{e-low} \approx T_{e-high}$  en xénon.

Pour comprendre ces deux tendances, il peut être intéressant de tracer les fonctions de distribution mesurées à  $R = 6.3 \text{ cm}$  et  $R = 3.8 \text{ cm}$  en xénon (Figure IV.35-a).

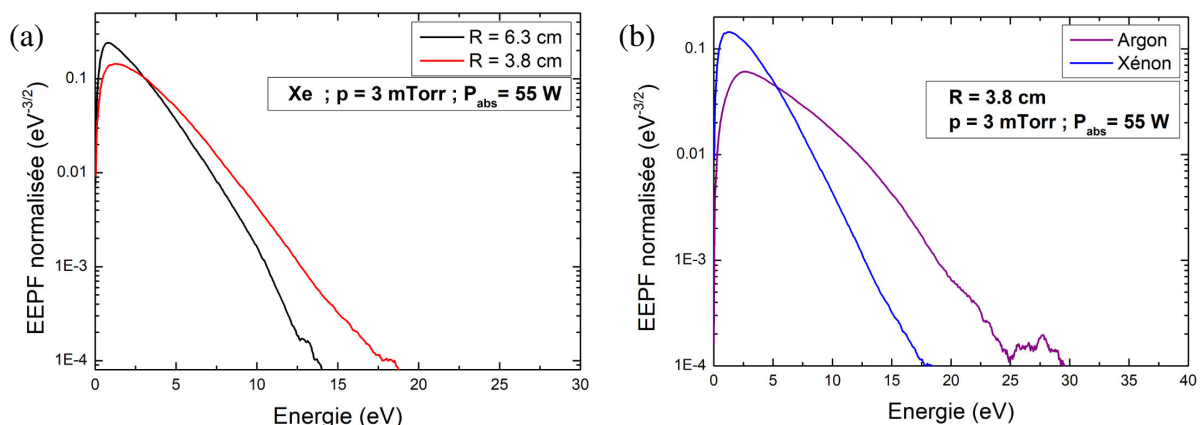


Figure IV.35 - (a) EEPF normalisées obtenues en xénon aux positions  $R = 6.3 \text{ cm}$  (courbe noire) et  $R = 3.8 \text{ cm}$  (courbe rouge) ; (b) comparaison des EEPF normalisées obtenues en argon et xénon à la position  $R = 3.8 \text{ cm}$  (3 mTorr, 55 W).

On constate que l'EEPF mesurée à  $R = 3.8 \text{ cm}$  présente une seule pente tandis que l'EEPF mesurée à  $R = 6.3 \text{ cm}$  présente une rupture de pente à une énergie d'environ 10 eV. A  $R = 3.8 \text{ cm}$ , la densité plasma est suffisamment importante pour repeupler la queue de la

fonction de distribution. Proche du diélectrique, L'EEDF devient alors maxwellienne et  $T_{e-low} \approx T_{e-high}$ . Il est intéressant de constater que les mesures complémentaires de  $T_{e-low}$  et  $T_{e-high}$  permettent de conclure quant à la forme maxwellienne ou non des fonctions de distribution.

La Figure IV.35-b présente les EEPF normalisées obtenues en argon et en xénon à la position  $R = 3.8 \text{ cm}$ . Tandis que l'EEDF mesurée en xénon présente une seule pente, l'EEDF mesurée en argon présente toujours une rupture de pente aux fortes énergies. Ce résultat est cohérent avec les mesure de  $T_{e-high}$ , en argon, qui sont toujours plus faibles que  $T_{e-low}$ .

La Figure IV.36 présente les profils de  $V_{RF}$  mesurés en argon et xénon. Indépendamment du gaz utilisé, ces profils sont similaires à ceux mesurés avec la source à aimant central. On constate maintenant que  $V_{RF}$  est moins élevé en xénon qu'en argon (au maximum 4 V en xénon contre 8 V en argon). Les mesures par sonde simple sont donc moins affectées en xénon par les oscillations RF du potentiel plasma.

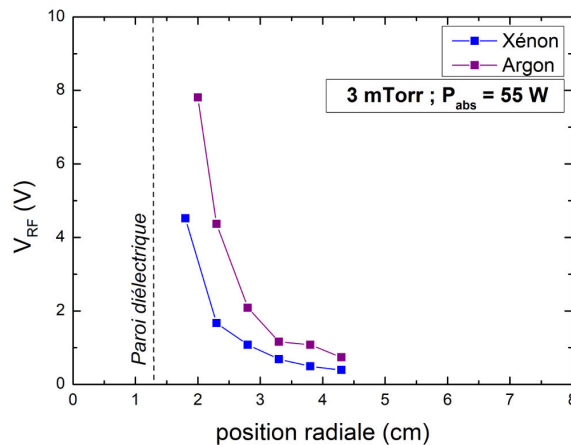


Figure IV.36 - Comparaison des profils de  $V_{RF}$  obtenus en argon et en xénon (3 mTorr, 55 W).

En conclusion de cette étude, le Tableau IV.1 résume bien les différences observées sur les caractéristiques de la décharge en argon et en xénon.

	Argon	Xénon
$n_{e-CL} \text{ max}$	$3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
$T_{e-low} \text{ max}$	9 eV	5 eV
$T_{e-high} \text{ max}$	6 eV	5 eV
$V_{RF} \text{ max}$	8 V	4 V

Tableau IV.1 - Comparatif des paramètres de décharge mesurés en argon et en xénon ( $P_{abs} = 55 \text{ W}$  ;  $p = 3 \text{ mTorr}$ ).

En résumé, pour des conditions de décharge identiques, l'utilisation du xénon par rapport à l'argon permet d'augmenter la densité plasma d'un facteur 4 et de diminuer la température  $T_{e-low}$  et les oscillations RF d'un facteur 2.

### IV.2.3 Caractérisation électrique par sonde courant-tension

Grâce aux mesures par sonde courant-tension, les paramètres électriques du circuit (courant, tension aux bornes de l'antenne, déphasage) ont été mesurés. Comme évoqué précédemment, la connaissance du courant permet de calculer la puissance couplée au plasma et donc d'estimer l'efficacité du transfert de puissance. La connaissance supplémentaire de la tension et du déphasage permet en plus de calculer l'impédance globale  $Z_s$  vue par le générateur.

#### IV.2.3.1 Efficacité du transfert de puissance

Le courant efficace  $I_0$  circulant dans le circuit et la tension efficace  $V_0$  aux bornes de la bobine sont mesurés par la sonde courant tension pour une décharge en argon à des pressions de 3 mTorr et 15 mTorr. Leur évolution en fonction de la puissance couplée au plasma est visible sur la Figure IV.37.  $I_0$  et  $V_0$  augmentent avec la puissance avec une croissance plus forte à 3 mTorr. Pour une puissance couplée de 100 W,  $I_0$  atteint environ 2.5 A et  $V_0$  environ 150 V à 3 mTorr. A titre de comparaison, les mesures effectuées dans ces conditions de puissance et pression sur la source à aimant central, à 13.56 MHz, donnent un courant de 4 A et une tension de l'ordre du kV. On note ainsi l'optimisation de la source du propulseur ID-HALL en termes de courant (grâce aux ferrites) et de tension (abaissement de la fréquence et conception de la boîte d'accord). Cela explique également les difficultés rencontrées à l'allumage de la décharge (couplage capacitif moins important).

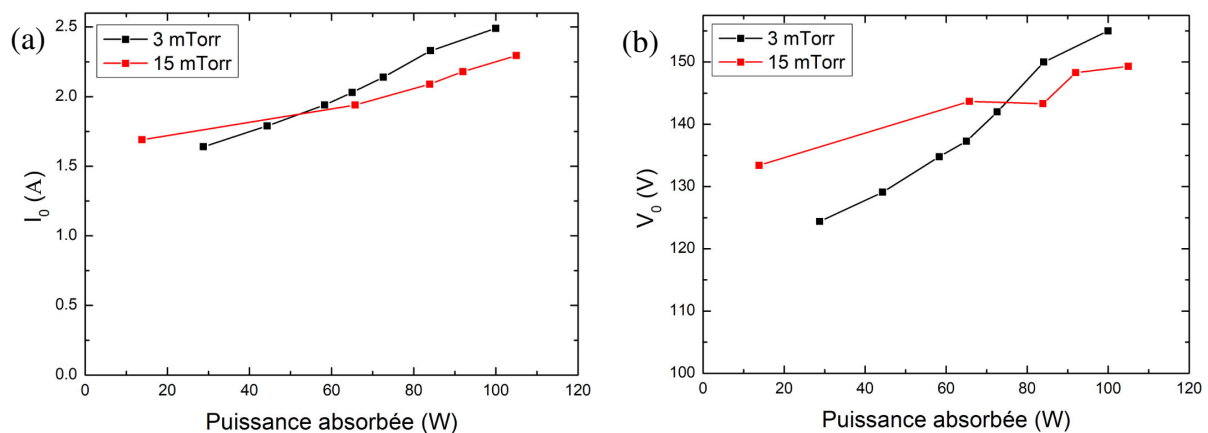


Figure IV.37 - (a) Courant efficace  $I_0$  circulant dans le circuit et (b) tension efficace  $V_0$  aux bornes de l'antenne mesurés par sonde courant-tension en fonction de la puissance couplée au plasma, en argon, à 3 mTorr et 15 mTorr.

L'efficacité du transfert de puissance (Figure IV.38), calculée à partir des mesures de  $I_0$  et  $P_t$  suit la même évolution que dans la configuration avec aimant central. Elle augmente avec la puissance jusqu'à une valeur limite de 73 % à 3 mTorr et 77% à 15 mTorr. Dans le cas présent, la puissance dissipée par effet Joule (notamment à travers les courants de Foucault) est suffisamment modérée pour que le système de refroidissement actif à notre disposition (air comprimé) puisse évacuer efficacement la chaleur.

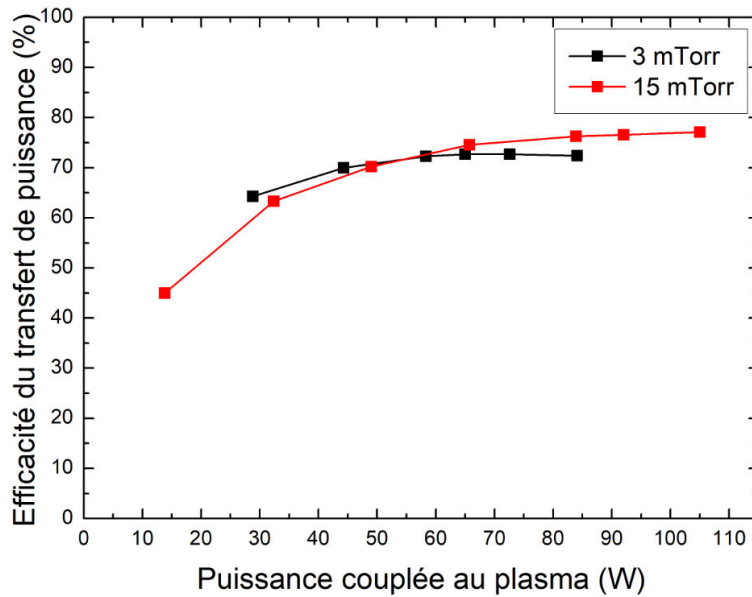


Figure IV.38 - Efficacité du transfert de puissance mesurée en fonction de la puissance couplée au plasma, en argon, à 3 mTorr et 15 mTorr.

#### IV.2.3.2 Estimation de la densité électronique

A partir du courant  $I_0$ , de la tension  $V_0$ , et du déphasage  $\phi$ , on peut déterminer la composante résistive  $R_s$  et la composante inductive  $L_s$  de l'impédance  $Z_s$  vue par le générateur. En effet, si on reprend les expressions développées dans le chapitre II, on a :

$$R_s = \frac{V_0}{I_0} \cos(\phi) \quad (\text{IV.5})$$

et :

$$L_s = \frac{V_0}{I_0 \omega} \sin(\phi) \quad (\text{IV.6})$$

Sur une source non optimisée, le comportement est presque exclusivement inductif (on peut considérer l'antenne comme une bobine). Le déphasage est alors proche de  $90^\circ$ . A l'opposé, sur certaines sources RF optimisées [Godyak 2013] [Godyak 2006], le déphasage  $\phi$  est très faible ( $\cos(\phi) \approx 1$ ). Ces sources plasma, que l'on peut considérer comme purement résistives, ne nécessitent plus l'usage d'une boîte d'accord.

Dans notre cas, on constate au vu de la Figure IV.39 que le déphasage entre  $V_0$  et  $I_0$  reste important ( $\phi \geq 80^\circ$ ). La puissance apparente délivrée à l'antenne et au plasma ( $P_a = V_0 I_0$ ) a diminué d'un ordre de grandeur en comparaison avec la source à aimant central. Cela se traduit par une diminution du déphasage de quelques degrés par rapport à  $90^\circ$ . On constate que les valeurs de déphasage sont similaires à 3 et 15 mTorr.



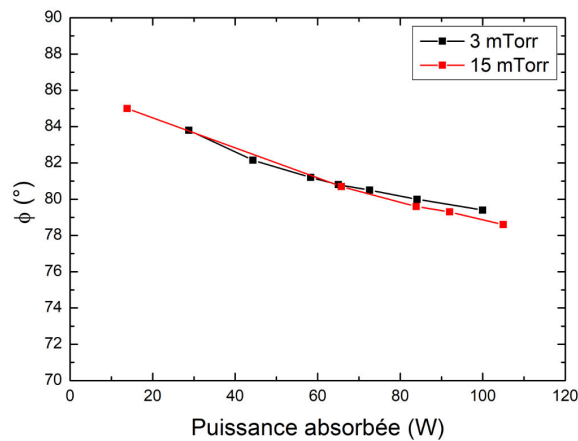


Figure IV.39 - Déphasage  $\phi$  entre  $I_0$  et  $V_0$  mesuré en fonction de la puissance couplée au plasma, en argon, à 3 mTorr et 15 mTorr.

L'évolution du déphasage en fonction de la puissance est liée à celle de  $R_s$  et  $L_s$  (Figure IV.40). Comme montré sur la Figure IV.13, la valeur de  $R_s$  augmente avec la puissance, donc la densité électronique : le système devient de plus en plus résistif. L'inductance  $L_s$  diminue légèrement en passant de 6 à 5  $\mu\text{H}$ , ce qui cohérent avec la littérature [Chabert 2011].

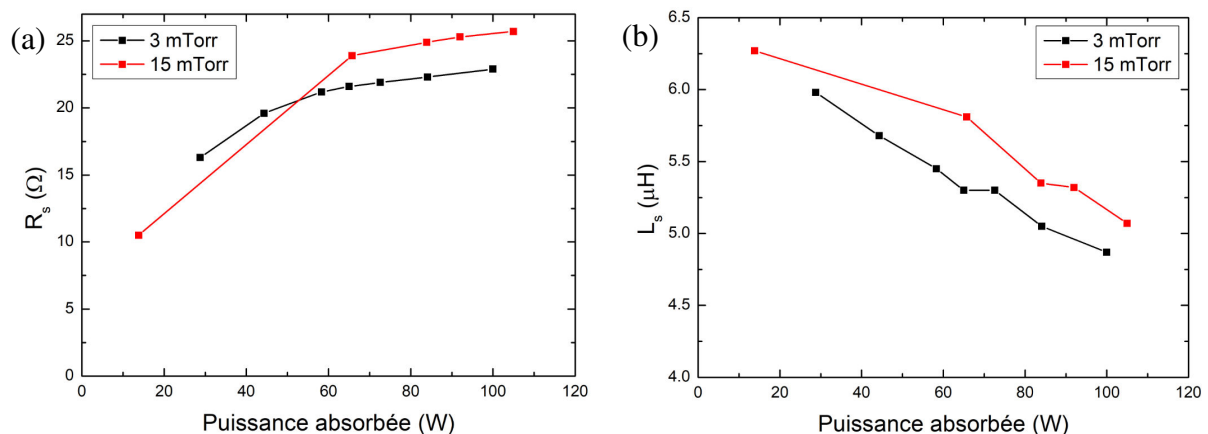


Figure IV.40 - (a) Résistance  $R_s$  et (b) inductance  $L_s$  vues par le générateur en fonction de la puissance couplée au plasma en argon à 3 mTorr et 15 mTorr.

A partir de la mesure de  $R_s$ , on peut déterminer, grâce à l'équation (IV.3), la résistance plasma  $R_p$  associée et donc en déduire une densité électronique effective  $n_{e-eff}$ . Dans ce calcul, il faut fixer le coefficient de couplage inductif  $k$  apparaissant dans l'expression de l'induction mutuelle  $M = k\sqrt{L_0L_1}$ . Dans [Chabert 2011], une étude spécifique sur les variations de  $k$  en fonction de  $n_e$  est proposée. Il est montré que  $k$  tend vers une valeur limite à partir de  $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Dans nos conditions,  $n_e > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et par conséquent,  $k$  sera gardé constant dans le modèle. La valeur de  $k$  a été choisie après ajustement entre les résultats du modèle et les mesures obtenues à 3 et 15 mTorr pour une puissance de 55 W. La même valeur de  $k$ , fixée à 0.6, sera utilisée pour toutes les simulations qui suivent.

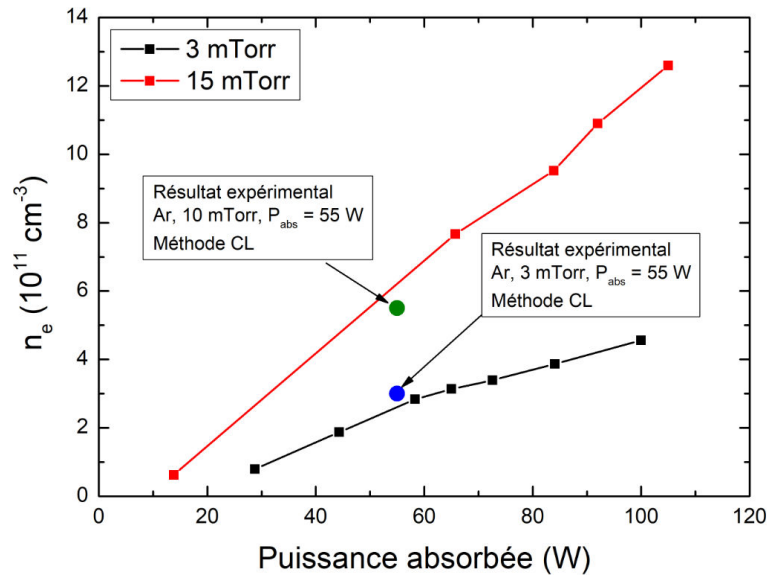


Figure IV.41 - Densité plasma effective en fonction de la puissance couplée au plasma déterminée à partir des paramètres courant-tension de la décharge, en argon, à 3 mTorr et 15 mTorr. Les points expérimentaux obtenus par sonde de Langmuir (méthode CL) sont superposés au graphe.

La densité plasma effective obtenue à partir des paramètres électriques de la décharge est tracée sur la Figure IV.41. Celle-ci évolue quasi-linéairement avec la puissance couplée. De plus, la densité est plus importante à 15 mTorr qu'à 3 mTorr. Une comparaison avec les données expérimentales est proposée : nous avons placé les mesures de  $n_e$  obtenues au plus proche du diélectrique : une à 10 mTorr, l'autre à 3 mTorr. La mesure est choisie à cette position car, dans le modèle transformateur, la densité plasma est considérée sur l'épaisseur de peau  $\delta$ . Bien que ce modèle considère une densité constante dans l'épaisseur de peau entre autres approximations, nous constatons un bon accord sur ces points de comparaison. Cette comparaison est faite dans le but d'avoir une estimation de la densité plasma en mesurant uniquement les paramètres électriques externes ( $P_t$ ,  $I_0$ ,  $V_0$  et  $\phi$ ). Nous constatons ici que la mesure des paramètres électriques (diagnostic non intrusif) permet d'avoir un bon ordre de grandeur de la densité plasma.

### IV.3 Intégration de la source dans le propulseur (sans cathode)

Pour finaliser cette caractérisation, la source ICP a été intégrée au sein du propulseur ID-HALL et de sa configuration magnétique. L'ensemble est placé dans le caisson de propulsion. L'objectif est de caractériser la source en xénon, en termes de densité électronique et de température électronique par sonde de Langmuir. Un débit de gaz est injecté à l'arrière du propulseur (la pression à l'intérieur du propulseur est mesurée par une sonde baratron). Pour cette étude, on n'appliquera pas de différence de potentiel entre la cathode et l'anode du propulseur.

#### IV.3.1 Observations à l'allumage de la décharge

Disposant du même amplificateur (CREATIVE ELECTRONICS) que lors de la caractérisation de la source seule, on réapplique ici la démarche décrite dans la partie IV.2.1. Or, sur le moyen d'essai du propulseur ID-HALL, nous ne disposons pas d'interface

diélectrique suffisamment proche de la source ICP permettant d'utiliser le pistolet à arc pour initier la décharge. Le débitmètre ne pouvant injecter au maximum que 2 mg/s de xénon, les vannes isolant l'enceinte des pompes turbo sont fermées et la pression de xénon dans l'enceinte peut alors atteindre une centaine de mTorr. Une pression de 30 mTorr et une puissance injectée de 100 W ont été suffisants pour initier la décharge sans utiliser le pistolet à arc.

Du fait du rapport Volume/Surface plus faible dans la chambre d'ionisation, le courant circulant à travers la bobine pour maintenir la décharge est plus élevé ( $> 2$  A). Cela se traduit par une efficacité du transfert de puissance plus faible (équation (IV.1)), atteignant seulement 60 %. Néanmoins, après une période de quelques minutes, le système devient à l'équilibre thermique grâce au système de refroidissement actif. Durant les campagnes de mesure réalisées, la source est restée allumée durant plusieurs heures sans que l'on ait observé de variations des paramètres électriques.

### IV.3.2 Mesure par sonde de Langmuir dans le canal

Une sonde de Langmuir compensée, visible sur la Figure IV.42-a, a spécialement été construite pour cette campagne de mesure. Elle dispose d'un circuit électrique identique à la sonde précédemment utilisée mais est montée sur un bras coudé en alumine. Reliée à un translateur via un rotateur, elle a deux degrés de liberté. Durant cette étude, la sonde est déplacée le long de la ligne de visée représentée sur la Figure IV.42-b avec un pas de 0.5 cm. La sonde de Langmuir est déplacée sur une distance de 9.5 cm depuis l'extérieur du propulseur vers le fond de la chambre d'ionisation (au-delà de la deuxième barrière magnétique) en passant par le zéro de champ magnétique.

Le xénon est injecté au fond du canal à un débit de 1 mg/s tandis que le système de pompage de l'enceinte fonctionne à sa capacité maximale. La pression de xénon mesurée dans le propulseur est alors de 10 mTorr, tandis que celle dans l'enceinte est plus faible (0.1 mTorr).

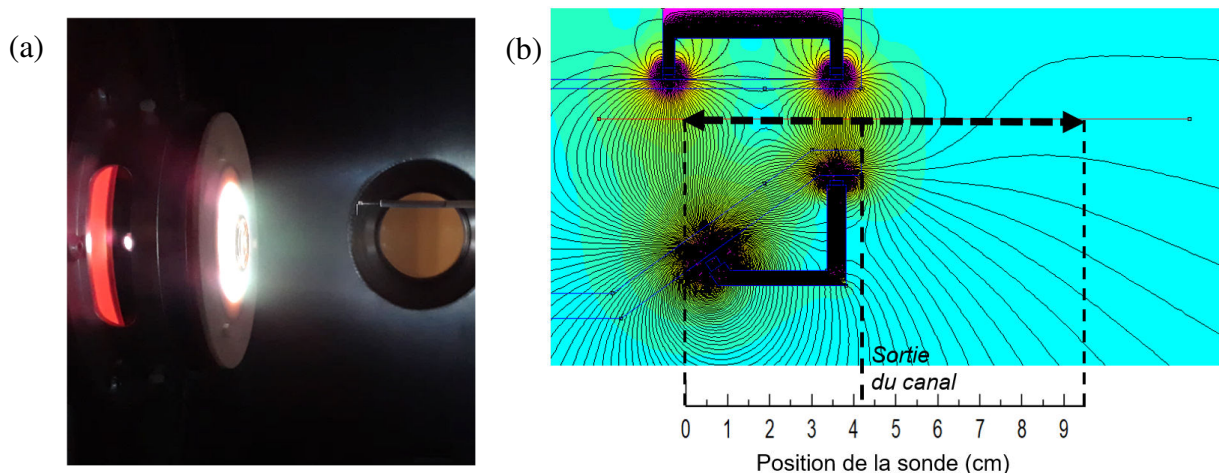


Figure IV.42 - (a) Photographie de la décharge RF dans la configuration propulseur. On aperçoit l'extrémité de la sonde de Langmuir en aval du plan de sortie ; (b) visualisation de la ligne de visée de la sonde de Langmuir superposée à la cartographie magnétique du propulseur (simulation FEMM).

La Figure IV.43 représente la densité électronique  $n_{e-CL}$  et la température électronique  $T_{e-low}$  mesurées sur le trajet de la sonde, auxquelles a été superposée l'intensité du champ magnétique. La densité est maximale ( $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) à la position du zéro de champ magnétique, soit 10 mm en amont du maximum de champ de la zone d'accélération. Cette valeur correspond à un taux d'ionisation d'environ 1 %. Il s'agit d'une valeur de densité classiquement rencontrée dans les propulseurs de Hall [Dannenmayer 2011]. Le plasma semble très bien confiné par les 2 barrières magnétiques délimitant la chambre d'ionisation et la densité chute très rapidement de part et d'autre du zéro de champ magnétique.

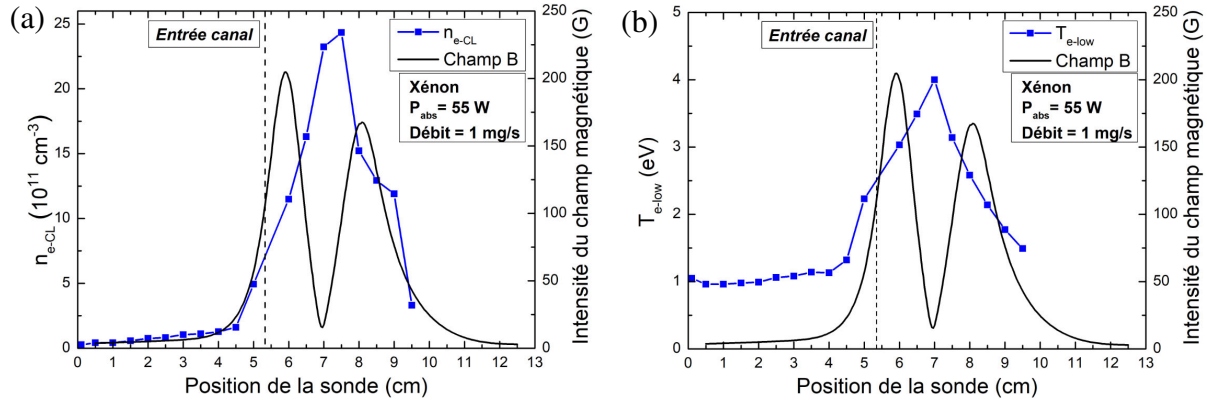


Figure IV.43 - (a) Densités plasma (méthode C-L) et (b) températures électroniques ( $T_{e-low}$ ) mesurées par sonde de Langmuir le long de la ligne de visée tracée en Figure IV.42-a (Xe, 55 W, 1 mg/s).

La température électronique  $T_{e-low}$  est maximale (4 eV) dans la zone de zéro de champ magnétique et décroît jusqu'à 1 eV au-delà des maxima de champ magnétique. Les électrons créés dans la région de zéro de champ magnétique diffusent au travers des lignes de champ magnétique en faisant des collisions avec les neutres, ce qui entraîne une diminution de l'énergie moyenne de la population électronique.

### IV.3.3 Adaptation d'un modèle 0D à cette géométrie

Dans cette partie, nous reprenons le modèle 0D développé dans les chapitres I et II avec la prise en compte des cusps dans le calcul des pertes. Ce modèle a été adapté à la configuration magnétique du propulseur ID-HALL. L'étude sera effectuée en xénon, pour des pressions comprises entre 0.5 et 15 mTorr. Les résultats proposés par ce modèle sont comparés aux valeurs mesurées par sonde de Langmuir dans la région du zéro de champ magnétique. A terme, l'intérêt de ce modèle, adapté à la géométrie du propulseur ID-HALL, sera de pouvoir estimer les ordres de grandeur des densités et températures électroniques dans un environnement où les mesures expérimentales sont délicates. Il pourra aussi être utilisé en complémentarité de la caractérisation par sonde courant-tension.

#### IV.3.3.1 Description du modèle

Le domaine simulé, schématisé sur la Figure IV.44 prend ici la forme d'un cône tronqué ( $R_{max} = 3.6 \text{ cm}$  et  $R_{min} = 2.3 \text{ cm}$ ) de longueur  $l = 3 \text{ cm}$  et percé en son centre ( $r = 1.3 \text{ cm}$ ). Son volume  $V$  s'exprime par :

$$V = \frac{\pi R_{max}^2 l}{3} \left( 1 + \frac{R_{min}}{R_{max}} + \frac{R_{min}^2}{R_{max}^2} \right) \quad (IV.7)$$

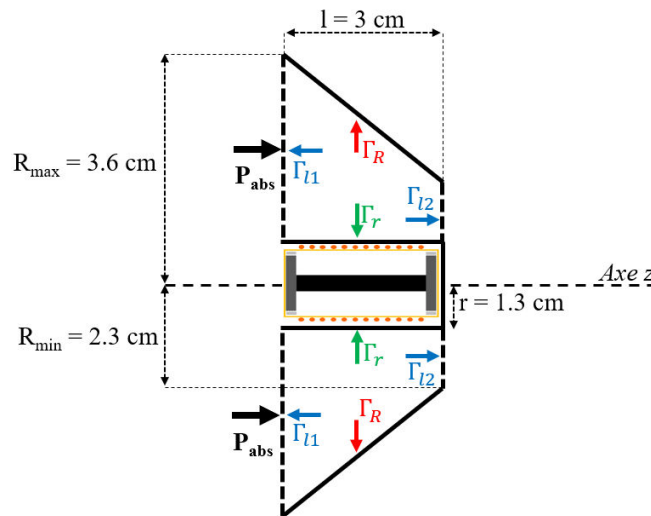


Figure IV.44 - Schéma du domaine plasma simulé avec les flux de perte.

Les différents flux de perte sont visibles sur la Figure IV.44. On pose  $\Gamma_R$  le flux de perte sur la paroi extérieure du canal,  $\Gamma_r$  le flux de perte sur la paroi intérieure du canal,  $\Gamma_{l1}$  et  $\Gamma_{l2}$  les flux de perte sur les parois latérales du canal (en fait, il s'agit dans le propulseur ID-HALL des deux barrières magnétiques représentées en pointillés).

Les flux  $\Gamma_{l1}$  et  $\Gamma_{l2}$  s'expriment par :

$$\Gamma_{l1} = \pi R_{max}^2 h_l n_e v_B \quad ; \quad \Gamma_{l2} = \pi R_{min}^2 h_l n_e v_B \quad (IV.8)$$

Afin de discuter sur l'effet du confinement magnétique sur les paramètres du plasma, on définit trois configurations de perte et on note  $\Gamma_t$  le flux total d'ions perdu aux parois :

- Configuration 1 : les ions sont perdus sur les parois latérales (à travers les 2 barrières magnétiques) et sur les parois extérieures et intérieures du canal (sans cusps) :

$$\Gamma_{t1} = \Gamma_R + \Gamma_r + \Gamma_{l1} + \Gamma_{l2} \quad (IV.9)$$

- Configuration 2 : les ions ne sont perdus que sur les parois extérieures et intérieures du canal (on néglige les pertes au travers des 2 barrières magnétiques) :

$$\Gamma_{t2} = \Gamma_R + \Gamma_r \quad (IV.10)$$

- Configuration 3 : identique à la configuration 2, on ajoute ici la contribution des cusps sur la paroi supérieure du canal (le champ magnétique sur la paroi intérieure du canal est faible, d'environ 50 G).

$$\Gamma_{t3} = \Gamma_{R_{cusps}} + \Gamma_r \quad (IV.11)$$

Les lignes de champ magnétique interceptent la paroi extérieure du canal à une intensité d'environ 300 G. On pose  $l_c$ , la longueur de pertes définie selon le formalisme posé au chapitre II :

$$l_c = 2\alpha_c r_H \quad (IV.12)$$

avec  $r_H$ , le rayon de Larmor hybride et  $\alpha_c = A + B/\sqrt{\lambda_i \lambda_e}$ , un coefficient dépendant de la pression tel que  $\alpha_c = 2$  à 0.5 mTorr et  $\alpha_c = 4$  à 10 mTorr. Il s'agit de valeurs arbitraires déterminées à partir de l'étude bibliographique sur les cusps réalisée dans le chapitre II.

A partir de la longueur de pertes  $l_c$ , on exprime  $\Gamma_{R_{cusps}}$  comme :

$$\Gamma_{R_{cusps}} = 2\pi \frac{l_c}{2} (R_{max} h_{R_{max}} + R_{min} h_{R_{min}}) n_e v_B \quad (IV.13)$$

Le champ magnétique sur la paroi intérieure du canal est beaucoup faible ( $< 100$  G). La longueur de pertes est ici du même ordre que la longueur du canal. Il n'est donc pas utile de prendre en compte les cusps sur cette paroi dans le modèle. On exprime alors  $\Gamma_r$  comme :

$$\Gamma_r = 2\pi l r h_r n_e v_B \quad (IV.14)$$

Les ratios  $h_l, h_r, h_{R_{max}}$  et  $h_{R_{min}}$  s'expriment de la manière suivante [Lieberman 2005] :

$$h_l \approx \frac{0.86}{\sqrt{3 + \frac{l}{2\lambda_i}}}; h_r \approx \frac{0.8}{\sqrt{4 + \frac{r}{\lambda_i}}}; h_{R_{max}} \approx \frac{0.8}{\sqrt{4 + \frac{R_{max}}{\lambda_i}}}; h_{R_{min}} \approx \frac{0.8}{\sqrt{4 + \frac{R_{min}}{\lambda_i}}} \quad (IV.15)$$

L'équation de conservation des ions, dérivée de l'équation (I.46), s'écrit, dans notre cas :

$$\Gamma_t = K_{iz}(T_e) n_g n_e V \quad (IV.16)$$

L'équation de bilan de puissance, dérivée de l'équation (I.54), donne, quant à elle :

$$P_{abs} = e E_t \Gamma_t \quad (IV.17)$$

Maintenant que tous les éléments constitutifs du modèle sont définis, nous le comparons aux données expérimentales par une étude paramétrique.

### IV.3.3.2 Résultats - Comparaison avec les données expérimentales

Maintenant que tous les éléments constitutifs du modèle sont définis, nous analysons les paramètres globaux du plasma donnés par le modèle 0D en xénon. Ces grandeurs globales sont comparées à des mesures de sonde simple réalisées au niveau du zéro de champ magnétique du propulseur ID-HALL, pour plusieurs valeurs de pression comprises entre 1 et 15 mTorr. La puissance couplée au plasma est ici fixée à 75 W.

Les valeurs des densités électroniques calculées dans les 3 configurations sont tracées sur la Figure IV.45-a. Conformément aux lois d'échelle établies dans le chapitre II (Figure II.15-a), la densité électronique augmente avec la pression.  $n_e$  est environ deux fois plus élevée lorsqu'on néglige les pertes latérales (configuration 2). La configuration 3 (avec cusps) présente une densité bien plus élevée que pour la configuration 2 dans les basses pressions. L'écart se réduit lorsque la pression augmente jusqu'à totalement s'annuler à 10 mTorr. En effet, à cette pression, les collisions électron-neutre perturbent le confinement des électrons autour des lignes de champ B, ce qui induit une augmentation de la longueur de pertes  $l_c$ .

Les valeurs de  $n_e$  mesurées par sonde de Langmuir ( $n_{e-CL}$ ) au niveau du zéro de champ magnétique suivent une évolution similaire aux densités obtenues par le modèle. On remarque deux tendances. Pour les pressions inférieures à 6 mTorr, la densité plasma mesurée est proche des résultats du modèle dans la configuration 1. Pour les pressions supérieures à 10 mTorr, la densité électronique mesurée devient équivalente à la valeur calculée dans les configurations 2 et 3 (où on néglige les pertes aux barrières magnétiques).

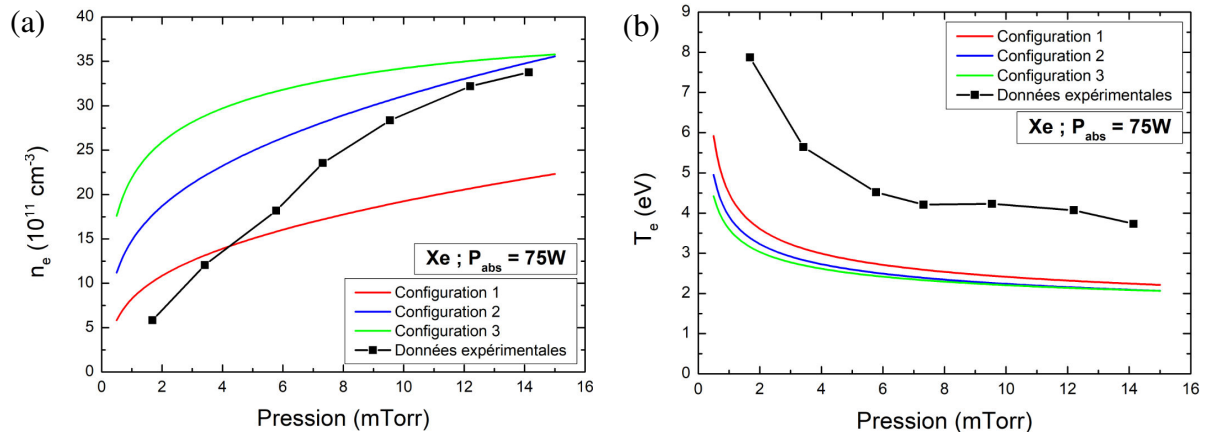


Figure IV.45 - (a) Densité électronique et (b) température électronique en fonction de la pression obtenues par le modèle 0D en xénon dans les 3 configurations de pertes pour une puissance couplée au plasma de 75 W. Ces données sont comparées aux mesures expérimentales ( $n_{e-CL}$  et  $T_{e-low}$ ) effectuées au niveau du zéro de champ magnétique.

L'évolution de la température électronique prédite par le modèle est décrite sur la Figure IV.45-b. La température décroît lorsque la pression augmente jusqu'à se stabiliser vers 2 eV. On remarque ici que la configuration de perte choisie influe peu sur la valeur de  $T_e$ . La température mesurée par sonde de Langmuir suit la même évolution que les données du modèle. Cependant, les valeurs mesurées sont plus élevées d'un facteur 2 environ. Pour justifier cette différence, on peut émettre 3 hypothèses :

- La courbe de sonde, dans sa partie électronique, est fortement déformée lors des mesures réalisées dans la chambre d'ionisation. Il se peut donc que les valeurs de  $T_{e-low}$  mesurées soient fortement surestimées.
- Ce modèle ne prend pas en compte la déplétion des neutres qui induirait une augmentation de la température électronique. Or, dans nos conditions, on a  $\frac{n_e T_e}{n_g T_g} \sim 1$  : cette hypothèse n'est donc pas à négliger.

Malgré ces constats, le modèle 0D qui a été développé permet d'obtenir, au moins pour la densité électronique, une évolution en fonction de la pression similaire à celle obtenue par la mesure par sonde de Langmuir. Il peut être cependant difficile de conclure quant à la configuration de pertes la mieux adaptée à une bonne prédiction de  $n_e$ .

#### IV.3.4 Détermination de $n_e$ à partir des mesures par sonde I-V

Nous reprenons dans cette partie les calculs effectués dans la section IV.2.3.2. Il s'agit d'estimer la densité électronique à partir des mesures réalisées par sonde I-V et du modèle « transformateur » de la décharge. Les mesures ont été réalisées en xénon, avec une puissance couplée au plasma de 75 W.

La Figure IV.46 représente l'estimation de la densité électronique calculée à partir des données mesurées par sonde courant-tension et du modèle transformateur de la décharge pour différentes pressions ( $k = 0.6$ ). Ces données sont comparées aux mesures de sonde simple ( $n_{e-CL}$ ) déjà présentées sur la Figure IV.45-a.

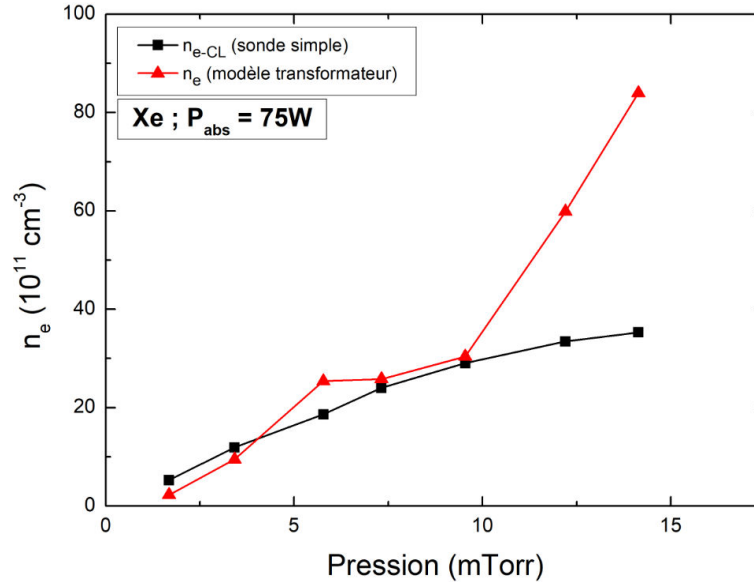


Figure IV.46 - Estimation de la densité électronique par le modèle « transformateur » de la décharge en fonction de la pression obtenue grâce aux mesures par sonde courant-tension. Une comparaison est faite avec les données mesurées par sonde de Langmuir ( $n_{e-CL}$ ) au niveau du zéro de champ magnétique (Xe, 75 W).

On constate que, conformément aux lois d'échelle, la valeur de  $n_e$  estimée par la modèle transformateur croît avec la pression. On peut distinguer deux tendances :

- Lorsque la pression est inférieure à 10 mTorr, les densités obtenues par le modèle et par les mesures de sonde de Langmuir sont très proches (écart inférieur à 20 %). La mesure par sonde courant-tension donne alors une bonne estimation de la densité dans la chambre d'ionisation du propulseur.
- Lorsque la pression dépasse 10 mTorr, les deux valeurs de densité divergent. Celle donnée par le modèle transformateur devient très grande. A ces niveaux de pression,  $\frac{v_{e-n}}{\omega_{RF}} > 1$  et on ne situe donc plus dans le domaine de validité du modèle transformateur (cf. section II.4.2.1).

La mesure par sonde courant-tension est une approche très intéressante car à partir d'une mesure non intrusive de tension et de courant et d'un modèle, il est possible d'estimer la densité électronique. A des pressions inférieures à 10 mTorr, on constate de plus un très bon accord entre les résultats donnés par les deux diagnostics (sonde de Langmuir et sonde courant-tension).

#### IV.4 Conclusion du chapitre IV

La présence d'un champ magnétique statique dans la source ICP du propulseur ID-HALL permet à la fois de confiner le plasma et d'obtenir une densité électronique très élevée. On a



aussi mis en évidence l'avantage du xénon par rapport à l'argon (prévu par la littérature) sur les caractéristiques de la décharge. Ainsi, pour une puissance déposée de 55 W et une pression de 3 mTorr, cette source permet, en xénon, de générer des densités de plasma supérieures à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . L'étude de cette source, intégrée au propulseur ID-HALL, a démontré sa capacité à produire une densité de plasma de quelques  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (densités classiquement rencontrées dans un propulseur de Hall) pour 1 mg/s de xénon injecté et ce, à 1 cm de la barrière magnétique d'extraction.

L'étude expérimentale réalisée sur une source ICP alternative à aimant central a permis de mettre en évidence le rôle de la pression et du champ magnétique statique sur le confinement du plasma. Les deux grandeurs physiques sont liées par le paramètre de Hall  $h_e$  apparaissant dans l'expression de la mobilité radiale  $\mu_{\perp}$ . Cette étude a également enrichi notre compréhension des deux sondes électrostatiques utilisées à travers l'analyse des grandeurs mesurées dans une grande variété de configurations (faible ou fort champ magnétique, faible ou forte pression, nature du gaz).

Enfin, ce chapitre nous a permis de comparer deux méthodes de mesure de la densité électronique, l'une intrusive (sonde de Langmuir), l'autre non intrusive (sonde courant-tension). Il est très intéressant de constater le bon accord observé entre ces deux mesures à des pressions de l'ordre du mTorr.

# Chapitre V : Etude du propulseur ID-HALL

---

Ce dernier chapitre présente les premiers résultats de l'analyse du propulseur ID-HALL. Le fonctionnement du propulseur a été simulé grâce à un modèle hybride 2D. Les équations régissant ce modèle sont brièvement résumées et une étude paramétrique des performances en mode simple et double étage est présentée.

Des résultats expérimentaux préliminaires obtenus notamment par sonde RPA seront ensuite présentés et mis en lien avec les informations issues des simulations.

Enfin, nous concluons et mettrons en perspective les futurs travaux qui seront poursuivis après cette thèse.

## Table des matières

V.1 Etude paramétrique des performances via un modèle 2D hybride.....	150
V.1.1 Description du modèle .....	150
V.1.2 Résultats des simulations .....	153
V.1.2.1 Simulations en mode simple étage .....	153
V.1.2.2 Simulations en fonctionnement double étage.....	156
V.1.2.3 Conclusion de cette étude.....	158
V.2 Résultats expérimentaux. ....	158
V.2.1 Conditions de mesure .....	158
V.2.2 Résultats expérimentaux .....	159
V.3 Conclusion du chapitre V .....	163

## V.1 Etude paramétrique des performances via un modèle 2D hybride.

Nous présentons dans cette partie des résultats préliminaires pour plusieurs régimes de fonctionnement du propulseur issus de simulations basées sur un modèle 2D hybride. Celui-ci est dérivé d'un modèle hybride décrit dans [Garrigues 2008], [Hagelaar 2002], [Bareilles 2004] et qui est adapté à la géométrie du propulseur ID-HALL. Dans un premier temps, nous résumons brièvement les principes inhérents à ce modèle. Nous présenterons ensuite les résultats des simulations du fonctionnement du propulseur en mode simple et double étage [Dubois 2018-a].

### V.1.1 Description du modèle

Le modèle est à deux dimensions, dans le plan radial-axial ( $\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_z$ ). Les électrons sont considérés comme un fluide tandis que les ions et les neutres ont une description particulière. On supposera également que les électrons sont décrits par une fonction de distribution maxwellienne. Nous résumons dans cette partie les étapes de calcul successives de ce modèle se déroulant à chaque pas de temps.

Chaque pas de temps débute avec la connaissance du champ électrique  $\mathbf{E}$ , de la température électronique  $T_e$  et de la position des ions et des neutres, donc de leurs densités (respectivement  $n_i = n_e$ , et  $n_g$ ). Le nombre d'ions produits par ionisation par unité de volume et par unité de temps,  $n_e n_g k_{iz}(T_e)$  est calculé en supposant la fonction distribution des vitesses électroniques Maxwellienne. La nouvelle position des ions est calculée à partir du champ électrique en prenant en compte le terme de production des ions par ionisation et les pertes aux parois. La densité électronique  $n_e$  et le flux d'ions  $\Gamma_i = n_e \mathbf{v}_i$  ( $\mathbf{v}_i$  étant la vitesse moyenne des ions) sont donc connus à l'issue du pas de temps. La position des atomes est également calculée en prenant en compte les collisions avec les parois, l'ionisation et la création de neutres aux parois due aux recombinaisons en surface des ions avec les électrons.

Connaissant la densité électronique et le champ électrique, la température électronique est calculée en intégrant l'équation d'énergie pour les électrons (équation (I.28)) sur un pas de temps. En posant  $\epsilon_e = \frac{3}{2} k T_e$ , l'énergie moyenne des électrons, l'équation de l'énergie peut s'écrire, dans notre cas de figure :

$$\frac{\partial n_e \epsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \epsilon_e) + \nabla \cdot \mathbf{Q} = -\mathbf{E} \cdot \Gamma_e + n_e \theta_{RF} - n_e \Pi - n_e W \quad (\text{V.1})$$

$\theta_{RF}$  est la puissance absorbée par électron due au couplage inductif dans la chambre d'ionisation.  $W$  représente les pertes d'énergie aux parois.  $\Gamma_e$  s'exprime à partir de l'équation de dérive-diffusion (I.13) :

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e \mathbf{E} - \mu_e \nabla (n_e T_e) \quad (\text{V.2})$$

Le champ électrique est lui calculé à partir de l'équation de continuité du courant :

$$\nabla \cdot (\Gamma_i - \Gamma_e) = 0 \quad (\text{V.3})$$

Les équations (V.2) et (V.3) permettent d'exprimer le potentiel électrique comme :

$$\nabla \cdot (n_e \mu_e \nabla \Phi) = -\nabla \cdot (\Gamma_i - \mu_e \nabla (n_e T_e)) \quad (\text{V.4})$$

La mobilité  $\mu_e$  est une grandeur tensorielle. Comme nous l'avons montré dans le chapitre I, la mobilité  $\mu_{\parallel}$  le long des lignes de champ magnétique est très grande devant la mobilité  $\mu_{\perp}$  dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ. L'équation du potentiel électrique (V.4) est donc fortement anisotrope. Pour faciliter sa résolution, les directions perpendiculaires et parallèles aux lignes de champ magnétique sont traitées séparément.

#### Direction parallèle aux lignes de champ magnétique :

Dans la direction parallèle aux lignes de champ magnétique, on utilise « l'approximation de Morozov » [Morozov 2000] qui suppose que la force due au champ électrique est compensée par la force due au gradient de pression cinétique. On a donc :

$$\Gamma_{e,\parallel} = -n_e \mu_{e,\parallel} E_{\parallel} - \mu_{e,\parallel} \nabla_{\parallel} (n_e T_e) \approx 0 \quad (\text{V.5})$$

L'équation (V.5) permet d'exprimer le potentiel comme :

$$\Phi(r, z) = \Phi^*(\lambda) + T_e(\lambda) \ln(n_e(r, z)/n_0) \quad (\text{V.6})$$

avec  $n_0$ , une densité de référence, et  $\Phi^*(\lambda)$  et  $T_e(\lambda)$  dépendant uniquement de la fonction de courant  $\lambda$  (constante le long des lignes de champ magnétique).

#### Direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique :

Dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, le problème devient uni-dimensionnel si l'on intègre les équations le long des lignes de champ magnétique. Le flux des électrons dans cette direction  $\Gamma_{e,\perp}$  peut alors s'écrire comme :

$$\Gamma_{e,\perp} = rB\mu_{\perp} n \nabla_{\perp} \Phi - rB\mu_{\perp} \nabla_{\perp} (n_e T_e) \quad (\text{V.7})$$

avec  $\nabla_{\perp}$ , l'opérateur gradient à travers les lignes de champ magnétique. L'intégration de cette équation le long des lignes de champ magnétique et l'utilisation de l'équation de continuité du courant permettent d'obtenir une équation différentielle du premier ordre pour le potentiel  $\Phi$ .

#### Transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique :

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, le coefficient de mobilité dans la direction perpendiculaire au champ magnétique  $\mu_{\perp} \approx e/(h_e^2 m_e \nu_{e-n})$  n'est pas suffisant pour expliquer les résultats expérimentaux. Dans la plupart des modèles hybrides de propulseur de Hall, on utilise une fréquence de collision effective empirique pour décrire le rôle des turbulences ou des interactions électron-paroi sur le transport à travers les lignes de champ magnétique.

On peut ainsi réécrire l'expression du coefficient de mobilité anormale (équation (I.71)) comme :

$$\mu_{a\perp} \approx \frac{m_e \nu_{eff}}{eB^2} \quad (\text{V.8})$$

$\nu_{eff}$ , la fréquence de collision effective, s'écrit :

$$\nu_{eff} = \nu_{e-n} + \nu_C + \nu_w + \nu_B \quad (\text{V.9})$$

avec  $\nu_C$ , la fréquence de collision coulombienne électron-ion,  $\nu_w$ , la fréquence de collision décrivant les effets des interactions « électron-paroi », et  $\nu_B$ , la fréquence de collision représentant l'effet des turbulences.  $\nu_w$  et  $\nu_B$  s'expriment respectivement comme :

$$\nu_w = \alpha \times 10^7 \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad \nu_B = \frac{\beta eB}{16 m_e} \quad (\text{V.10})$$

En accord avec la plupart des simulations déjà effectuées ([Hagelaar 2002] [Bareilles 2004] [Boeuf 1998] [Hagelaar 2003]), les paramètres ajustables  $\alpha$  et  $\beta$  sont choisis tels que :  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0$  à l'intérieur du canal et dans la chambre d'ionisation ;  $\alpha = 0$  et  $\beta = 1$  en dehors du propulseur. En suivant ces hypothèses, la fréquence de collision effective et la mobilité des électrons en dehors du propulseur sont plus grandes qu'à l'intérieur du canal avec une discontinuité à l'entrée du canal.

Dans l'équation de l'énergie pour les électrons (V.1), le terme de perte d'énergie lié aux collisions des électrons avec les parois s'écrit sous la forme  $n_e W$  avec  $W = \epsilon_e \nu_e$  et  $\nu_e$ , une fréquence de perte d'énergie. Cette fréquence de perte d'énergie peut être déduite des modèles de gaine prenant en compte l'émission secondaire d'électrons aux parois (discuté dans [Boeuf 2017]). Il y a encore des questions quant à la validité de ces modèles [Boeuf 2017], et nous préférons utiliser un modèle plus simple, empirique, dans lequel la fréquence de perte d'énergie est supposée être de la forme  $\nu_e = \delta \times 10^{17} \exp(-U/\epsilon_e)$  avec  $\delta = 0.5$  à l'intérieur du canal et dans la chambre d'ionisation,  $\delta = 0$  en dehors du propulseur, et  $U = 20 \text{ eV}$ . Les valeurs des coefficients permettant de modéliser le transport anormal ( $\alpha$ ,  $\beta$ , et  $\delta$ ) sont cohérentes avec les valeurs déjà utilisées pour les simulations des propulseurs de Hall simple étage. Cependant, elles n'ont pas encore été ajustées pour reproduire au mieux les mesures expérimentales sur le propulseur ID-HALL.

### Couplage inductif :

Le couplage inductif dans la chambre d'ionisation est décrit dans ce modèle par l'ajout d'une puissance globale  $P_{RF}$  transmise aux électrons, avec une densité de puissance absorbée par électron notée  $\theta_{RF}$  (terme apparaissant dans l'équation de l'énergie des électrons (V.1)). Le profil spatial de  $\theta_{RF}$  utilisé dans ces simulations suit une fonction gaussienne en  $r$  et  $z$ . La Figure V.1 reprend la vue en coupe du propulseur ID-HALL sur laquelle est notamment représenté le profil spatial de  $\theta_{RF}$  (demi-plan supérieur).

Cette distribution est compatible avec l'épaisseur de peau d'environ 5 mm attendue dans un plasma d'une densité de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .  $\theta_{RF}$  est normalisé après chaque pas de temps de la simulation de sorte à conserver une puissance totale RF absorbée constante. Cette puissance, notée  $P_{RF}$  s'exprime par :

$$P_{RF} = \iiint_V \theta_{RF}(r, z) n_e(r, z) 2\pi r dr dz \quad (V.11)$$

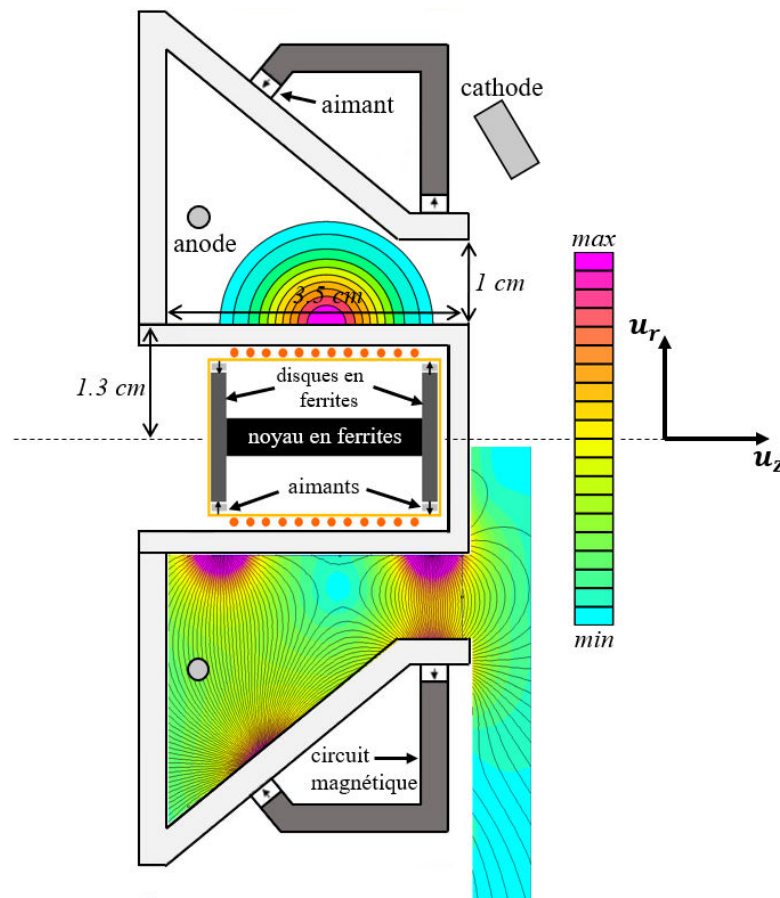


Figure V.1 - Schéma dans le plan ( $u_r$  ;  $u_z$ ) du propulseur ID-HALL auquel sont superposées sa cartographie magnétique (en bas) et la distribution spatiale de la puissance absorbée par électron  $\theta_{RF}(r, z)$  (en haut).

Enfin, ce modèle présente les simplifications suivantes :

- Le potentiel de la gaine aux parois n'est pas calculé. Ce n'est en effet pas nécessaire car une expression empirique de l'énergie des électrons perdue aux parois est utilisée.
- On néglige la chute de potentiel possible dans la gaine entourant l'anode.
- On ne prend pas en compte les ions multichargés ainsi que les collisions ion-neutre.

## V.1.2 Résultats des simulations

### V.1.2.1 Simulations en mode simple étage

Dans cette section, le fonctionnement du propulseur ID-HALL est étudié en mode « simple étage » ( $P_{RF} = 0$ ), pour une tension appliquée  $V_D = 250 V$  et un débit de xénon de 2 mg/s. Le xénon est injecté uniformément sur la surface au fond de la chambre d'ionisation (flux semi-maxwellien à une température de 500 K).

Dans ces conditions, le courant de décharge  $I_D$  simulé ne présente pas d'oscillation basse fréquence (*plasma breathing*). Il est égal à 1.98 A, valeur que l'on peut comparer au courant d'ions théorique  $I_{max}$  correspondant à l'ionisation complète des 2 mg/s de xénon :  $I_{max} = 1.47$  A.

Le courant dans le plan de sortie est la somme d'un courant d'ions et du courant d'électrons entrant dans le canal pour ioniser le gaz. Le courant d'ions calculé  $I_i$  est de 1.38 A, ce qui correspond à un degré d'ionisation du flux de neutres injecté d'environ 94 %. On en déduit le courant d'électron  $I_e$  moyen entrant dans le canal égal à 0.6 A. Cette valeur dépend évidemment des choix faits sur les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  régissant le transport anormal. La poussée  $T$  et l'efficacité de poussée  $\eta_T$  (on rappelle que  $\eta_T = \frac{1}{2} \frac{T^2}{m_t P_t}$  avec  $P_t = P_d + P_{RF}$ ) calculées sont respectivement de 30.2 mN et 46 %, ce qui correspond aux valeurs classiquement rencontrées dans les propulseurs de Hall.

La distribution spatiale du potentiel électrique obtenue pour une tension de décharge  $V_D = 250$  V et en l'absence de puissance RF est tracée sur la Figure V.2. La chute de potentiel est répartie au niveau de la barrière magnétique en sortie, tel que rencontré classiquement dans un propulseur de Hall.

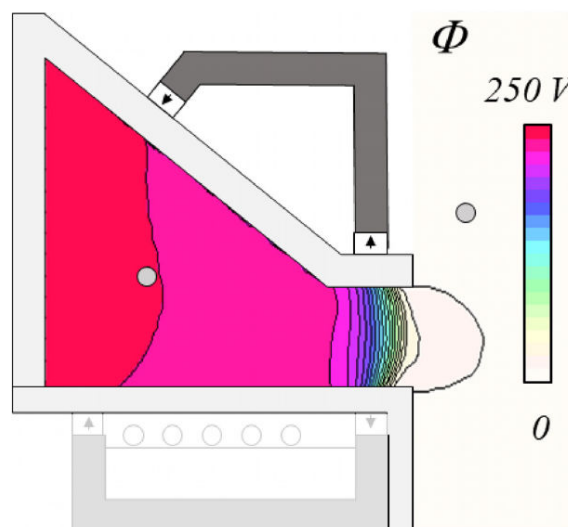


Figure V.2 - Distribution dans l'espace du potentiel électrique obtenue pour  $V_D = 250$  V,  $P_{RF} = 0$  W, et un débit massique de xénon de 2 mg/s. L'anode est placée 1 cm en aval du fond de la chambre d'ionisation.

Le maximum du champ magnétique radial étant situé dans le plan médian du canal, la chute de potentiel est localisée à l'intérieur du canal. Comme les lignes équipotentielles, en première approximation, sont superposées aux lignes de champ magnétique, cela peut conduire à une érosion accélérée des parois du canal.

La position de l'anode peut avoir une influence sur les propriétés du plasma et sur les performances du propulseur. La distribution du potentiel électrique de la Figure V.2 a été obtenue avec une anode placée à 1 cm en aval du fond de la chambre d'ionisation. Si l'anode est rapprochée du fond, à 3 mm au lieu de 1 cm, le profil de potentiel dans la chambre d'ionisation est significativement modifié et n'est plus plat. On observe une différence de

potentiel d'environ 50 V entre l'anode et la région de zéro de champ magnétique (courbe bleue de la Figure V.4). Dans ce cas, l'anode est positionnée dans la région de fort champ magnétique du cusp présent au fond de la chambre d'ionisation (cf. Figure V.1). Comme la conductivité des électrons est faible dans cette région, le champ électrique axial augmente pour faciliter le transport des électrons vers l'anode (cette région est alors assimilée à une deuxième barrière magnétique). Si la densité plasma dans la chambre d'ionisation augmente en appliquant une puissance RF ( $P_{RF} = 100 \text{ W}$  dans l'exemple de la Figure V.3), la conductivité des électrons augmente dans cette région et la chute de potentiel observée dans la région proche de l'anode disparaît. On peut toutefois noter que, dans le mode de fonctionnement double étage, il est nécessaire que l'anode soit proche du fond de la chambre d'ionisation pour assurer un bon confinement des électrons chauffés par la source inductive. En effet, si l'anode intercepte les lignes de champ magnétique constituant la deuxième barrière magnétique au fond de la chambre d'ionisation, le confinement dans la source d'ionisation est moins bon et les électrons sont perdus rapidement sur l'anode.

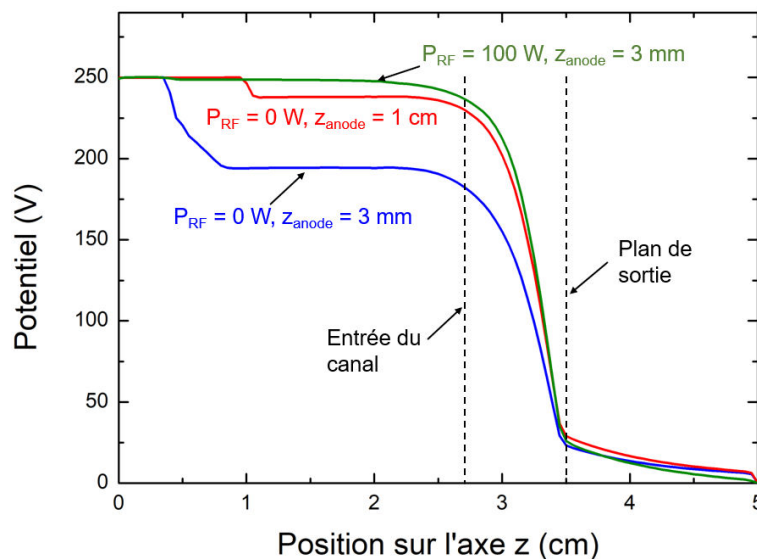


Figure V.3 - Profils longitudinaux du potentiel électrique le long d'une ligne passant au centre du canal, pour  $V_D = 250 \text{ V}$  et dans trois conditions :  $P_{RF} = 0 \text{ W}$  et anode située à 1 cm du fond de la chambre d'ionisation (courbe rouge),  $P_{RF} = 0 \text{ W}$  et anode située à 3 mm du fond de la chambre d'ionisation (courbe bleue), et  $P_{RF} = 100 \text{ W}$  et anode située à 3 mm du fond de la chambre d'ionisation.

La Figure V.4 présente la cartographie 2D de la densité plasma, de la densité de neutres, de l'énergie moyenne des électrons, et du taux d'ionisation dans les mêmes conditions que sur la Figure V.2 ( $V_D = 250 \text{ V}$  ;  $P_{RF} = 0 \text{ W}$ ). Le maximum de la densité plasma, de l'ordre de  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , est cohérent avec la valeur attendue dans un propulseur de Hall simple étage. Ce maximum est localisé à l'entrée du canal d'accélération. La densité plasma présente un minimum à la frontière entre le canal d'accélération et la chambre d'ionisation. Un deuxième maximum de densité est atteint au sein de la chambre d'ionisation ( $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Il est la conséquence d'un confinement efficace du plasma grâce à la configuration magnétique en « ring cusps » (le maximum de densité, dans la chambre d'ionisation, est atteint au niveau du zéro de champ magnétique).



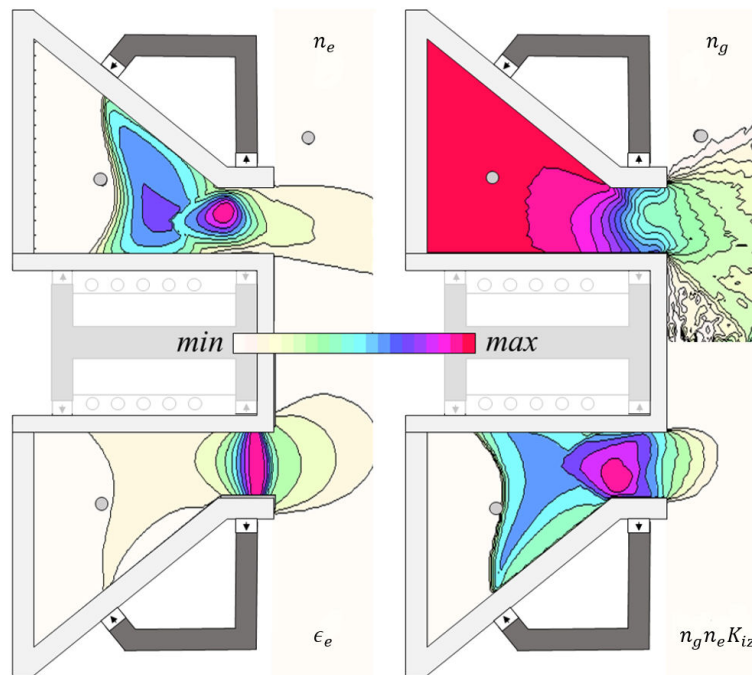


Figure V.4 - Distribution spatiale de la densité plasma,  $n_e$ , de la densité de neutres,  $n_g$ , de l'énergie moyenne des électrons,  $\epsilon_e$ , et du taux d'ionisation,  $S = n_g n_e K_{iz}$  dans les conditions de la Figure V.2 ( $V_D = 250 \text{ V}$ ,  $P_{RF} = 0 \text{ W}$ , et débit de xénon de  $2 \text{ mg/s}$ ). L'anode est localisée à  $1 \text{ cm}$  en aval du fond de la chambre d'ionisation. La densité plasma  $n_e$  ( $[0 ; 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}]$ ) et l'énergie moyenne des électrons  $\epsilon_e$  ( $[0 ; 50 \text{ eV}]$ ) sont tracés selon une échelle linéaire tandis que la densité de neutres  $n_g$  (maximum à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) et le taux d'ionisation (maximum à  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^3/\text{s}$ ) sont tracés sur trois décades selon une échelle logarithmique.

La densité maximale de neutres, proche du plan d'injection, est de l'ordre de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Une grande part du flux de gaz injecté est ionisée dans le canal. Le maximum de l'énergie moyenne des électrons est d'environ  $50 \text{ eV}$  et il est localisé juste en amont de la barrière magnétique. Cette énergie décroît ensuite jusqu'à atteindre  $5 \text{ eV}$  dans la chambre d'ionisation. Le taux d'ionisation est quant à lui maximal à l'entrée du canal, quelques millimètres en amont de la barrière magnétique. Les propriétés du plasma et les performances du propulseur dans le mode simple étage, prédites par ce modèle, sont satisfaisantes, car similaires à celles habituellement rencontrées dans un propulseur de Hall classique. Cependant, les résultats présentés dans ce chapitre dépendent des valeurs choisies pour les paramètres ajustables  $\alpha$  et  $\beta$  régissant le transport anormal des électrons. Ces premiers résultats devront être validés lors des prochaines campagnes de mesure expérimentale.

### V.1.2.2 Simulations en fonctionnement double étage

Dans cette section, nous analysons les paramètres globaux et les performances du propulseur ID-HALL pour différentes valeurs de tension  $V_D$  appliquées et de puissance RF déposées dans l'étage d'ionisation pour un débit de xénon fixé à  $2 \text{ mg/s}$ .

Sur la Figure V.5-a est tracée la poussée calculée en fonction de la puissance totale (DC + RF) pour trois valeurs de tension  $V_D$  appliquée ( $50, 100$  et  $250 \text{ V}$ ). La Figure V.5-b montre quant à elle la poussée par unité de puissance ( $\text{mN/kW}$ ). La valeur de la puissance RF absorbée est indiquée sur chaque point de mesure. On rappelle que la poussée se définit par  $T = \dot{m}_i v_i$ , avec  $\dot{m}_i$ , le débit massique des ions extraits et  $v_i$ , leur vitesse d'éjection moyenne. Si le flux de neutres est totalement ionisé, le débit massique des ions extraits est égal à celui

des neutres injectés (2 mg/s dans ces simulations). La poussée est alors seulement proportionnelle à la vitesse d'extraction des ions, c'est-à-dire environ proportionnelle à la racine carrée de  $V_D$ . On observe ainsi, sur la Figure V.5-a, que la poussée augmente avec la tension  $V_D$ . Dans les cas où la tension  $V_D$  est faible (50 V et 100 V), la poussée augmente significativement lorsque que la puissance RF augmente. Cela est lié à une augmentation de  $\dot{m}_i$ , c'est-à-dire du ratio  $I_i/I_{max} = \dot{m}_i/\dot{m}_g$  des espèces neutres ionisées dans le premier étage par la puissance RF. Pour une valeur de tension  $V_D$  donnée, la poussée atteint une valeur limite pour les hautes puissances RF car d'une part la vitesse d'extraction des ions  $\dot{v}_i$  est régie par la tension  $V_D$ , et d'autre part, le flux de neutre devient totalement ionisé ( $\dot{m}_i \rightarrow \dot{m}_g$ ).

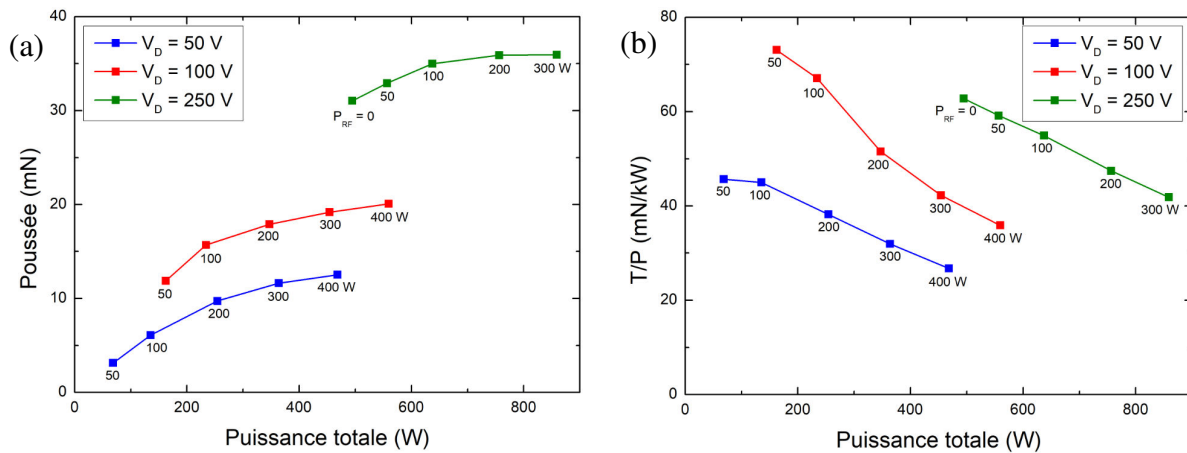


Figure V.5 - (a) Force de poussée  $T$  et (b) poussée par unité de puissance (en mN/kW) calculées en fonction de la puissance totale appliquée (DC + RF) pour trois valeurs de la tension  $V_D$  (50, 100 et 250 V) et un débit massique de xénon de 2 mg/s. Chaque point correspond à une puissance RF absorbée donnée.

Comme la poussée atteint une limite à haute puissance pour une tension  $V_D$  donnée, la poussée par unité de puissance diminue lorsque la puissance totale augmente, comme le montre la Figure V.5-b.

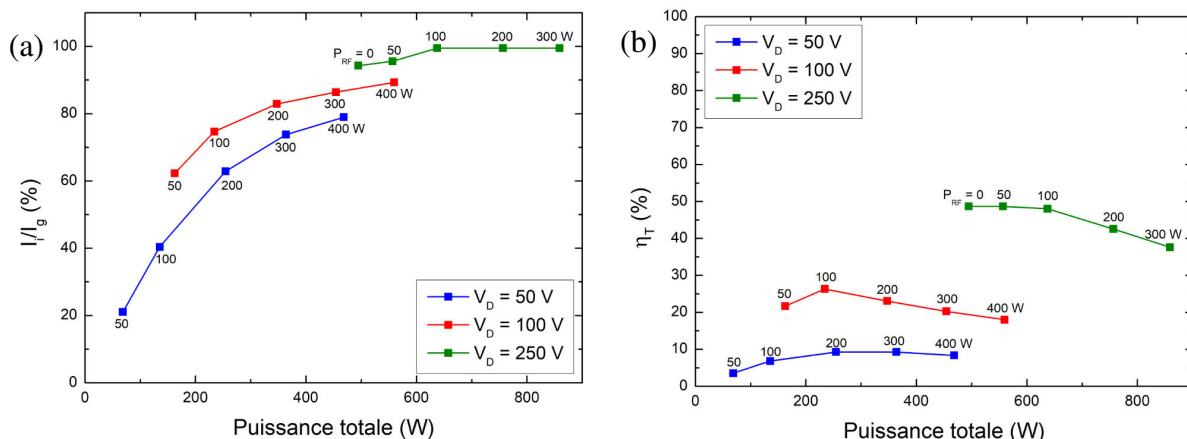


Figure V.6 - (a) Ratio  $I_i/I_g$  du flux de neutres ionisés dans le propulseur et (b) efficacité de poussée  $\eta_T$  calculés en fonction de la puissance totale appliquée (DC + RF) pour trois valeurs de la tension  $V_D$  (50, 100 et 250 V) et un débit massique de xénon de 2 mg/s. Chaque point correspond à une puissance RF absorbée donnée.

L'évolution de l'efficacité  $\eta_T$  en fonction de la puissance totale est tracée sur la Figure V.6-b pour trois valeurs de tension  $V_D$  appliquée et différentes valeurs de puissance RF appliquée dans la chambre d'ionisation. On constate dans un premier temps que pour des

tensions  $V_D$  trop faibles pour maintenir la décharge ( $< 100$  V dans ces simulations), la source RF dans la chambre d'ionisation permet l'allumage et l'entretien de la décharge. A ces niveaux de tension, une forte puissance RF permet d'ioniser une part importante du flux de neutres (plus de 70 % à  $P_{RF} = 300$  W, plus de 80 % à  $P_{RF} = 400$  W, cf. Figure V.6-a).

Pour une tension  $V_D$  plus élevée (250 V), la puissance RF n'est plus utile car une part importante du flux de neutres est désormais ionisée grâce à la tension  $V_D$ . Ainsi, pour les fortes tensions,  $T$  et  $I_i/I_g$  n'augmentent pas significativement avec la puissance RF (pour le débit imposé de xénon), et l'efficacité  $\eta_T$  diminue lorsque la puissance totale augmente. Aux faibles tensions, bien que  $I_i/I_g$  soit grand aux fortes puissances RF, l'efficacité  $\eta_T$  est plus petite (comparée aux fortes tensions) car la poussée  $T$  est petite (cf. Figure V.5-a) à cause de la faible vitesse d'extraction des ions.

### **V.1.2.3 Conclusion de cette étude**

Le modèle prédit un relativement bon fonctionnement du moteur en simple et double étage. Dans la configuration actuelle, la région de maximum de champ magnétique radial est située un peu trop à l'intérieur du canal et devrait être repoussée vers le plan de sortie (ou le canal devrait être raccourci) pour éviter les pertes aux parois et l'érosion du canal.

Le fonctionnement en mode double étage semble plus justifié à basse tension DC, dans des conditions où la tension appliquée n'est pas suffisante pour ioniser efficacement le flux de neutres. Avec une puissance RF de 300 W dans la chambre d'ionisation, le débit de 2 mg/s semble pouvoir être ionisé à plus de 80% avec une tension  $V_D$  de 50 V.

A une tension  $V_D$  de 250 V pour laquelle le moteur fonctionne en simple étage, la poussée augmente d'environ 25 mN à 37 mN quand la puissance RF absorbée passe de 0 (simple étage) à 300 W, avec cependant une chute de la poussée par unité de puissance et de l'efficacité  $\eta_D$ . Pour des tensions supérieures, le fonctionnement en double étage semble moins justifié sauf peut-être si le débit est augmenté de telle sorte que l'ionisation totale du flux de neutres ne puisse pas être réalisée par les électrons issus de la cathode.

## **V.2 Résultats expérimentaux.**

Dans cette partie, nous présentons quelques résultats préliminaires issus de l'étude expérimentale du propulseur ID-HALL.

### **V.2.1 Conditions de mesure**

Les résultats expérimentaux que nous présentons ici ont été obtenus en xénon. Le débit total de xénon injecté est de 8.3 sccm réparti entre un débit de 6 sccm injecté (0.6 mg/s) dans le propulseur, au fond de la chambre d'ionisation, et un débit de 2.3 sccm injecté dans la cathode. Il en résulte une pression résiduelle de  $8 \times 10^{-5}$  mbar dans l'enceinte (lecture sur une jauge à cathode froide étalonnée en  $N_2$ ) et de 2.7 mTorr à l'intérieur du propulseur. Le courant maximum d'ions  $I_{max}$  que l'on peut extraire, compte tenu du débit de xénon injecté

est de 0.43 A. Enfin, l'anode, dont la position est réglable grâce à un translateur, est placée au niveau du maximum de champ magnétique situé au fond de la chambre d'ionisation.

Nous allons présenter, dans la partie suivante, deux types de mesure :

- La mesure du courant de décharge  $I_D$  entre la cathode et l'anode. Cette mesure est directement donnée par le générateur de tension alimentant la cathode.
- La fonction de distribution en énergie des ions mesurée grâce à un analyseur à champ retardateur (RPA). La sonde RPA a été fournie par l'équipe d'André Bouchoule du laboratoire GREMI et son fonctionnement est décrit dans les travaux de thèse suivants : [Philippe-Kadlec 1998] [Diop 2015]. Elle est montée sur un bras articulé connecté à l'enceinte par un presse-étoupe, ce qui permet de faire varier sa position angulaire par rapport à l'axe du propulseur.

### V.2.2 Résultats expérimentaux

La Figure V.7 est une photographie du propulseur ID-HALL fonctionnant selon le mode simple étage, à une tension de décharge de 125 V et un débit de xénon dans le propulseur de 0.6 mg/s.

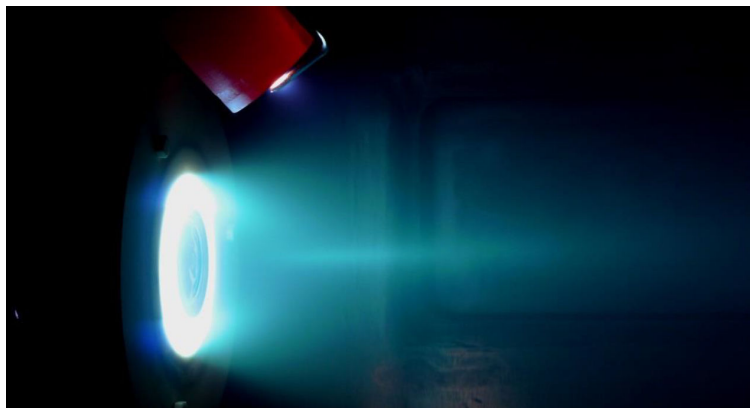


Figure V.7 - Propulseur ID-HALL fonctionnant en mode simple étage ( $V_D = 125$  V, 0.6 mg/s de xénon).

La Figure V.8 représente les différentes fonctions de distribution en énergie des ions mesurées par sonde RPA à une tension  $V_D$  de 150 V pour différentes valeurs de puissance RF dans l'axe du propulseur. En absence de puissance RF, on constate l'existence de deux populations d'ions d'énergie 80 et 150 eV. Les ions ne sont donc pas tous accélérés par l'ensemble du potentiel appliqué  $V_D$ . Ce résultat peut être mis en relation avec la distribution de potentiel obtenue par les simulations (Figure V.3) dans le cas  $P_{RF} = 0$  W ;  $z_{anode} = 3$  mm. Dans ces conditions, la conductivité électrique au niveau de la seconde barrière magnétique au fond de la chambre d'ionisation proche de l'anode est faible. Le potentiel  $V_D$  se répartit alors sur les deux barrières magnétiques. Les ions créés dans la barrière magnétique en sortie sont accélérés à une énergie de 80 eV. Une autre population d'ions, créée proche de l'anode, est accélérée par les deux barrières magnétiques et acquiert l'énergie totale disponible de 150 eV.

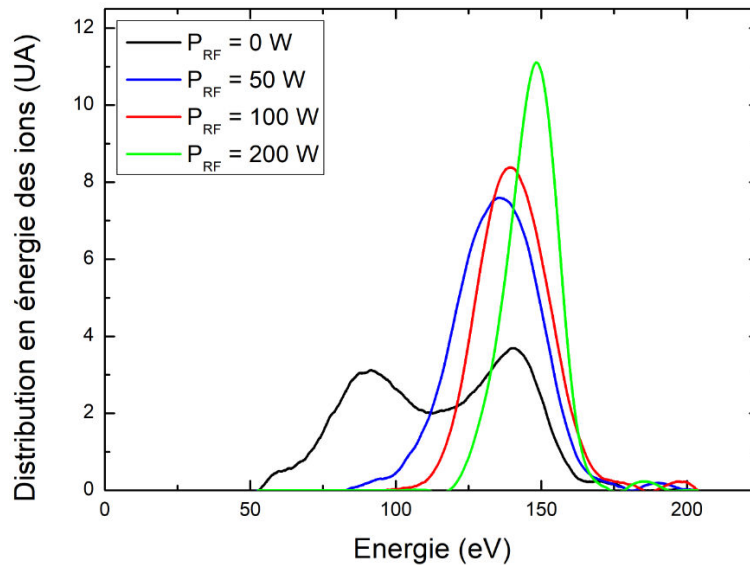


Figure V.8 - Fonctions de distribution en énergie des ions obtenues à  $V_D = 150$  V et un débit de xénon de 0.6 mg/s pour 4 valeurs de puissance RF absorbée (0 W, 50 W, 100 W, 200 W).

Avec l'ajout de la puissance RF, dès 50 W, on observe un seul pic centré à 150 V. On peut une nouvelle fois mettre cette mesure en lien avec la Figure V.3, cette fois dans la configuration  $P_{RF} = 100$  W ;  $z_{anode} = 3$  mm. Cette mesure montre que le potentiel est seulement réparti en sortie du canal d'accélération. La conductivité des électrons, au fond de la chambre d'ionisation a augmenté du fait de la densité plasma élevée générée par la source ICP.

La Figure V.9 présente les fonctions de distribution en énergie des ions dans les conditions simple étage ( $V_D = 125$  V) en faisant varier la position angulaire de la sonde RPA. On constate que lorsque l'angle entre la sonde RPA et l'axe du propulseur augmente, la population des ions accélérés par le potentiel de 150 V (ions créés dans la barrière magnétique au fond du canal) diminue. A partir d'un angle de  $10^\circ$ , la contribution de cette population d'ions a totalement disparu. On peut également noter une diminution de la population d'ions accélérés à 100 V lorsque l'angle augmente.

Les ions extraits du propulseur après avoir été accélérés depuis le fond de la chambre d'ionisation ont une trajectoire focalisée (les ions présentant une trajectoire éloignée de l'axe du propulseur se recombinaient à la paroi). Si la sonde RPA présente un angle par rapport à l'axe du propulseur significatif, ces ions ne seront pas collectés. La sonde ne collectera alors que les ions accélérés par la barrière magnétique en sortie du canal, qui eux, présentent des trajectoires divergentes.

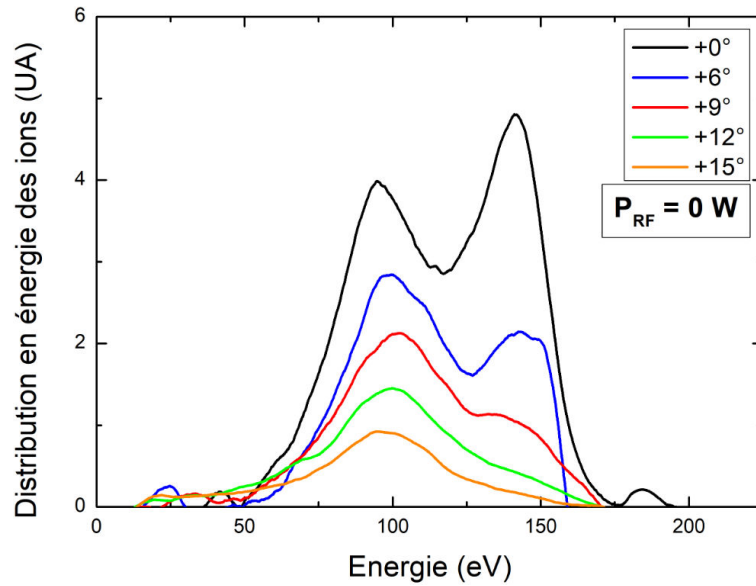


Figure V.9 - Fonctions de distribution en énergie des ions obtenues à  $V_D = 150 V$ , une puissance RF nulle, et un débit de xénon de  $0.6 \text{ mg/s}$  à différentes positions angulaires de la sonde RPA.

La Figure V.10 présente le courant de décharge  $I_D$  mesuré en fonction de la puissance RF pour deux valeurs de tension  $V_D$  : 50 et 150 V. Le courant d'ions maximal théorique que l'on peut extraire est représenté en pointillés.

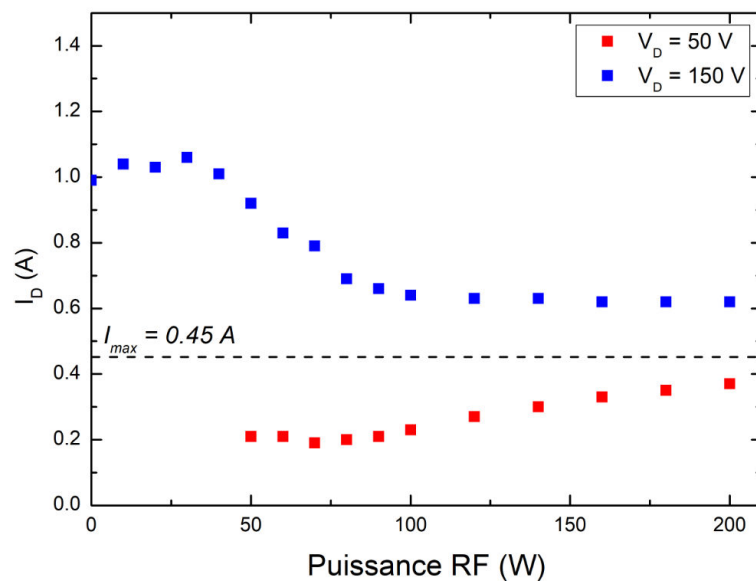


Figure V.10 - Courants de décharge  $I_D$  en fonction de la puissance RF obtenus pour un débit de xénon de  $0.6 \text{ mg/s}$  à  $V_D = 50 V$  (points rouges) et  $V_D = 150 V$  (points bleus). Le trait en pointillés représente le courant maximal théorique  $I_{max}$  pouvant être extrait après ionisation complète du débit de xénon.

A  $V_D = 150 V$  et sans puissance RF, le courant mesuré est de l'ordre de 1 A, soit le double du courant maximal d'ions théorique que l'on peut extraire dans ces conditions. Le courant d'électrons provenant de la cathode nécessaire pour ioniser le gaz est donc important : si on suppose une ionisation complète du flux de xénon, le rapport  $I_{max}/I_D$  est environ égal à 50 % quand, dans un propulseur de Hall classique, il est plutôt proche de 80 %. Ce résultat, certes médiocre, n'est pas surprenant dans le sens où ce propulseur n'est pas optimisé pour un fonctionnement simple étage. Lorsque la puissance RF augmente, on constate une diminution

nette du courant de décharge. A  $P_{RF} = 100 \text{ W}$ , il n'est plus que de 0.6 A et le rapport  $I_{max}/I_D$  augmente jusqu'à 75 %. Si on suppose que la source ICP ionise efficacement le flux de xénon en amont de la barrière magnétique, la plupart des électrons émis par la cathode servent à neutraliser le flux d'ions extrait et non à ioniser le gaz dans la barrière magnétique. Cette hypothèse reste à vérifier en mesurant le courant d'ions total par sonde de flux ionique. On peut également interpréter cette chute du courant de décharge par une modification du transport des électrons à travers la barrière magnétique. Le gaz étant ionisé en amont par la source RF, la densité de neutres diminue au niveau de la barrière magnétique, réduisant le courant de décharge.

Lorsque la tension  $V_D$  est seulement de 50 V, on constate que le courant de décharge est plus faible ( $< 0.5 \text{ A}$ ). Il augmente progressivement avec la puissance RF et semble tendre vers  $I_{max}$ . Au vu de la Figure V.10, on pourrait penser que, à cette tension de décharge, les électrons émis par la cathode ne contribuent pas à l'ionisation du gaz, mais seulement à la neutralisation des ions extraits. L'ionisation serait alors seulement assurée par la source ICP et à 200 W, la puissance RF ioniserait presque intégralement le flux de xénon, ce qui expliquerait que  $I_D$  tende vers  $I_{max}$ . Cependant, à l'heure actuelle, il n'y a aucune preuve que le courant de décharge est l'image du courant d'ions extrait. Il reste ainsi à prouver qu'à cette tension, les électrons issus de la cathode ne participent pas à l'ionisation du gaz. Des mesures par sonde de flux ionique permettraient de connaître la valeur du courant d'ions extrait. Celui-ci, comparé au courant de décharge, pourrait alors nous donner des indications quant au mode de fonctionnement du propulseur.

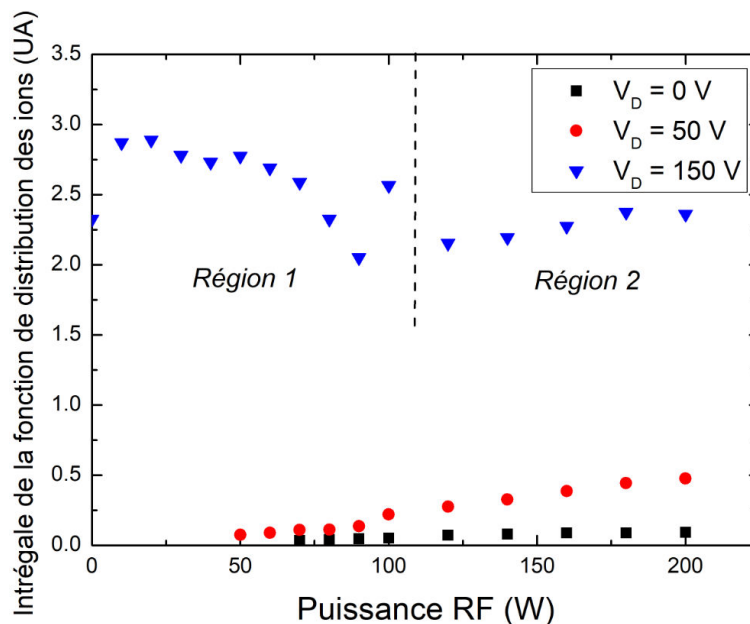


Figure V.11 - Intégrales des fonctions de distribution en énergie des ions en fonction de la puissance RF obtenues pour un débit de xénon de 0.6 mg/s pour trois valeurs de la tension de décharge  $V_D$  (0 V, 50 V, 150 V).

La Figure V.11 présente l'évolution des intégrales des fonctions de distribution en énergie des ions mesurées par RPA en fonction de la puissance RF pour trois valeurs de tension de décharge : 0 V, 50 V et 150 V. Ces mesures donnent, en première approximation, l'évolution de la densité du courant d'ions extrait dans l'axe du propulseur.

Lorsque la tension de décharge est nulle (points noirs), le courant d'ions extrait est proche de 0, quelle que soit la puissance RF appliquée (on mesure alors le flux d'ions d'un plasma de diffusion). Lorsque  $V_D = 50 \text{ V}$ , la densité de courant augmente progressivement avec la puissance RF. On ne peut cependant pas reprendre l'hypothèse stipulant que la densité du courant extrait, dépendant du degré d'ionisation du débit de xénon, serait ici contrôlée uniquement par la puissance RF appliquée dans le premier étage. En effet, si on compare les valeurs du courant mesuré à  $P_{RF} = 200 \text{ W}$ , celui-ci atteint 2.3 UA à  $V_D = 150 \text{ V}$  tandis qu'il ne dépasse pas 0.5 UA à  $V_D = 50 \text{ V}$ . La valeur du courant mesuré à 50 V et 200 W est donc très inférieure au courant théorique  $I_{max}$  qui, au vu des mesures à 150 V, est supérieur ou égal à 3 UA.

Lorsque la tension de décharge est de 150 V, on constate l'existence de deux régions mises en évidence sur le graphe de la Figure V.11:

- La région 1 correspond aux faibles puissances RF ( $P_{RF} < 100 \text{ W}$ ). La densité de courant mesurée est alors plutôt monotone. L'ionisation du gaz est alors principalement assurée par les électrons émis par la cathode. La poussée varie peu en fonction de puissance RF. On peut considérer que le propulseur fonctionne en mode « simple étage ». Lorsque  $P_{RF}$  s'approche de 100 W, on constate une diminution brutale de la densité de courant d'ions traduisant un changement de régime.
- La région 2 correspond aux puissances RF supérieures à 100 W. La densité de courant, qui a préalablement chuté, augmente légèrement avec la puissance RF. Il est difficile de caractériser ce nouveau mode de fonctionnement. Plusieurs éléments pourraient expliquer la diminution du courant décharge. Le transport des électrons est sans doute fortement modifié à cause de la densité électronique élevée en amont de la barrière magnétique ce qui, possiblement, agit sur l'extraction des ions. Il est également possible qu'à la transition entre la région 1 et 2, la forme de la plume ait été modifiée. Il semble donc nécessaire de réaliser des mesures de courant d'ions intégrées dans l'espace. En effet, ces mesures ont été réalisées dans l'axe du propulseur et ne tiennent pas compte de la forme de la plume. Or, visuellement, la plume change d'aspect en fonction de la puissance et de la tension appliquée.

### V.3 Conclusion du chapitre V

Nous avons présenté dans ce chapitre quelques résultats préliminaires issus de modélisations et d'expériences décrivant le fonctionnement du propulseur ID-HALL.

Le modèle a montré un fonctionnement du propulseur en simple et double étage. Le fonctionnement en double étage semble, comme prévu, plus justifié aux basses tensions DC, à des conditions où la tension de décharge n'est pas suffisante pour initier le plasma. Ce sont des conditions qui pourraient typiquement être adaptées à l'utilisation d'un ergol plus léger comme l'argon. A faible tension, l'ionisation de l'argon serait contrôlée par la source ICP, et



sa faible masse permettrait d'atteindre une ISP comparable à celle d'un propulseur de Hall fonctionnant à une tension de 300 V.

Les études expérimentales réalisées par mesure du courant de décharge et mesure par sonde RPA mettent en évidence deux modes de fonctionnement différents selon la puissance RF injectée. Lorsque  $P_{RF} < 50 \text{ V}$ , tous les paramètres laissent à penser que le propulseur fonctionne en mode simple étage. Le courant de décharge est stable, le champ électrique est fort au niveau de la deuxième barrière magnétique ce qui traduit une densité plasma faible dans la chambre d'ionisation. Lorsque  $P_{RF} > 50 \text{ V}$ , un nouveau mode de fonctionnement apparaît. Celui-ci, au vu des mesures qui ont été présentées, est difficilement interprétable et il est impossible à l'heure actuelle de pouvoir conclure à un fonctionnement en mode double étage. Il se pose d'autant plus la question du transport des électrons au travers de la barrière magnétique lorsque le gaz est préalablement ionisé. Les mesures par sonde de flux ionique qui seront réalisées prochainement nous éclaireront sur la nature de ce mode de fonctionnement.

---

# Conclusion de la thèse

---

La thèse que nous avons présentée avait pour objectif d'étudier la pertinence du concept du propulseur de Hall double étage. Nous passons en revue l'essentiel des travaux réalisés durant cette thèse et les différentes conclusions auxquelles nous sommes parvenus.

## **Le propulseur ID-HALL**

A partir d'une étude bibliographique portant sur les prototypes de propulseur de Hall double étage déjà testés, nous avons mis en évidence trois choix de conception nécessaires à la réalisation d'un prototype de DSHT efficace :

- La source d'ionisation doit générer de fortes densités de plasma et les pertes aux parois doivent être minimisées.
- La source d'ionisation doit être située proche de la zone d'accélération.
- Les ions doivent être efficacement guidés vers la barrière magnétique.

Un concept de propulseur de Hall double étage a été proposé et un prototype a été construit [Dubois-Brevet]. Un travail sur le circuit magnétique a permis la réalisation d'une chambre d'ionisation avec une configuration magnétique en cusps se raccordant avec la barrière magnétique de l'étage d'accélération.

La source d'ionisation du propulseur a été optimisée de sorte à réduire le couplage capacitif et maximiser l'efficacité du transfert de puissance. Une diminution de la fréquence de 13.56 à 4 MHz ainsi que la conception d'une boîte d'accord à autotransformateur a permis de minimiser le couplage capacitif. L'utilisation des ferrites permet de canaliser à la fois les lignes de champ magnétique statique et RF permettant un meilleur couplage inductif et une diminution du courant circulant dans la bobine, d'où un meilleur rendement.

## **Caractérisation de la source ICP magnétisée du propulseur ID-HALL**

La source ICP magnétisée du propulseur ID-HALL a été caractérisée. En amont de ce travail, une étude sur les diagnostics par sonde électrostatique (sonde double et sonde simple) en plasma magnétisé et sur les différentes méthodes de dépouillement a été menée. Cette étude a permis de retenir les méthodes de dépouillement les mieux adaptées aux conditions opératoires. On a notamment insisté sur la complémentarité des mesures de température électronique par sonde simple et double. Elles donnent notamment des indications sur la forme de la fonction de distribution en énergie des électrons.

La source a tout d'abord été testée indépendamment du propulseur. On a constaté qu'elle permet d'obtenir des plasmas denses et localisés. Conformément aux lois d'échelle, la densité électronique obtenue en xénon est 4 fois supérieure à celle mesurée en argon. Ainsi, à 3 mTorr, pour une puissance absorbée de seulement 55 W, la densité plasma dépasse localement  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  tandis que la température électronique reste inférieure à 6 eV.

Une étude sur une source ICP à aimant central a permis de mesurer l'influence du champ magnétique et de la pression sur le confinement du plasma. Ces deux grandeurs interviennent dans le paramètre de Hall qui figure dans le terme de diffusion radiale  $D_{\perp}$ .

Une cartographie 2D de la densité et de la température électronique a été tracée. Cette étude a notamment mis en évidence un phénomène physique souvent admis dans les modèles théoriques, à savoir que la mobilité des électrons le long des lignes de champ magnétique n'est pas affectée par le champ magnétique.

La source ICP a enfin été caractérisée dans l'environnement du propulseur ID-HALL (sans appliquer de tension entre l'anode et la cathode). La densité et la température électronique ont été mesurées par sonde de Langmuir le long d'une ligne de visée partant de l'extérieur du propulseur et parcourant le canal d'extraction des ions puis la chambre d'ionisation. On a pu constater le bon confinement du plasma au niveau du zéro de champ magnétique. Pour un débit de 1 mg/s de xénon et 55 W absorbés, la densité plasma atteint quelques  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  pour une température électronique ne dépassant pas 5 eV. Des variations du débit de xénon (donc de la pression) ont montré des tendances similaires à celles prédites par les lois d'échelle. Enfin, cette étude nous a permis de tester une méthode de mesure alternative de la densité électronique, non intrusive, basée sur la lecture de la tension et du courant circulant dans l'antenne et sur l'application d'un modèle « transformateur ». Nous avons pu constater le bon accord entre les densités données par ce diagnostic et celles mesurées par sonde de Langmuir.

## **Etude préliminaire du propulseur ID-HALL**

Les derniers travaux réalisés durant cette thèse ont porté sur une étude préliminaire du propulseur ID-HALL réalisée d'une part grâce à l'utilisation d'un modèle hybride 2D adapté, et d'autre part grâce à quelques mesures expérimentales (courant de décharge et énergie des ions extraits).

Les simulations mettent en évidence un bon fonctionnement en mode simple et double étage. Une étude paramétrique faisant varier la tension de décharge et la puissance RF montre que le mode double étage n'est pertinent que pour les faibles tensions  $V_D$  (insuffisantes pour ioniser le gaz). Ce mode de fonctionnement, peu intéressant en xénon, l'est beaucoup plus avec un gaz noble plus léger comme l'argon. Il faut cela dit rester prudent par rapport aux résultats des simulations. Le modèle ne prend notamment pas en compte la probable modification du transport des électrons au travers de la barrière magnétique lorsque la puissance  $P_{RF}$  devient élevée.

Les mesures expérimentales ont quant à elles mis en évidence deux modes de fonctionnement du propulseur selon la puissance RF appliquée. Lorsque  $P_{RF} < 50 \text{ W}$ , les mesures laissent à penser que le propulseur fonctionne en mode simple étage. Lorsque  $P_{RF} > 50 \text{ W}$ , on constate un changement brusque de régime. Les mesures du courant de décharge semblent indiquer que la contribution des électrons cathodiques à l'ionisation chute et que le propulseur a un fonctionnement double étage. Cependant, cette affirmation ne peut être

vérifiée que par des mesures directes du courant d'ions extrait par sonde de flux ionique. Le transport des électrons dans la barrière magnétique joue probablement un rôle clé dans le mode de fonctionnement du propulseur.

## Perspectives et suite des travaux

Les résultats prometteurs obtenus durant cette thèse ouvrent un champ de perspectives très vaste. Si on considère les travaux réalisés à court terme, on pourra :

- Réaliser des mesures par sonde de flux ionique intégrées dans l'espace afin d'estimer le courant d'ions total extrait. Il s'agit de pouvoir déterminer la part du courant ionique dans le courant de décharge  $I_D$  et vérifier, pour les faibles tensions (notamment  $< 100$  V), si le fonctionnement du propulseur suit un mode double étage. Il sera également intéressant de faire varier certains paramètres comme le débit de gaz ou la nature du gaz (tester un gaz plus léger comme l'argon). Ces mesures pourront également mettre en évidence une modification du transport des électrons en mode double étage. Si la totalité du flux de gaz est ionisé en amont, comment s'effectue le transport des électrons entre la cathode et l'anode ? Il est également pertinent d'étudier, pour des faibles tensions, la caractéristique  $I_i = f(P_{RF})$  afin de vérifier s'il existe une limitation du courant d'ions extrait, à l'image de la loi de Child-Langmuir observée dans les propulseurs à grille.
- Grâce aux mesures expérimentales, il sera également possible d'améliorer le modèle hybride 2D par une meilleure estimation des paramètres de transport anormal ( $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$ ) en dehors et à l'intérieur du canal.

A plus long terme, les travaux à envisager sont :

- Si les mesures expérimentales sont concluantes, réaliser des mesures sur un banc de poussée dans une enceinte permettant un meilleur vide (par exemple, le moyen d'essai PIVOINE du laboratoire ICARE).
- Penser à la mise en place de nouveaux diagnostics : Fluorescence Induite par Laser, Sonde  $E \times B$ ... On rappelle que le propulseur dispose d'une fenêtre en quartz permettant des mesures de spectrométrie.
- Proposer une nouvelle configuration magnétique de la source ICP. Une problématique actuelle est le diamètre du cylindre central en ferrite, trop petit. Il s'agit de réfléchir à une pièce en ferrite occupant tout le volume disponible à l'intérieur de la bobine : cela se traduirait par une nette augmentation de l'inductance, une chute du courant circulant dans la bobine et des pertes qui s'en suivent. La finalité de ce travail serait de pouvoir s'affranchir du système de refroidissement actif.
- On observe enfin que la barrière magnétique du propulseur est localisée au milieu du canal d'extraction : les pertes d'ions sont donc importantes à cet endroit. Il s'agirait alors de réfléchir à une version V2 du propulseur qui remédie à ce problème. On peut penser soit à déplacer la barrière à l'extrémité du plan de sortie,

soit à se rapprocher d'une configuration de type Wall-less [Mazouffre 2014] dans laquelle la barrière magnétique se trouve en dehors du canal du propulseur.

---

# Bibliographie

---

- [AEROJET] <http://www.rocket.com/propulsion-systems/monopropellant-rockets>
- [Allen 1957] J. E. Allen, R. L. F. Boyd, et P. Reynolds, « The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma », *Proc. Phys. Soc. B*, vol. 70, n° 3, 1957.
- [Alta 2003] ALTA, Development of a DSHET, Concept and Technology Assessment Technical Note, WP2000, ESA Contract 16724/02/NL/CP (February 2003).
- [Arancibia 2013-a] J. Arancibia Monreal et V. Godyak, « Reduced electron temperature in a magnetized inductively-coupled plasma with internal coil », *Phys. Plasmas*, vol. 20, n° 103504, 2013.
- [Arancibia 2013-b] J. Arancibia Monreal, « Negative Ion Source Powered by a Low-Frequency, Internal Coil Inductive Discharge », Manuscrit de Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 2013.
- [Bareilles 2004] J. Bareilles, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J. P. Boeuf, et N. Gascon, « Critical assessment of a two-dimensional hybrid Hall thruster model: Comparisons with experiments », *Phys. Plasmas*, vol. 11, n° 3035, 2004.
- [Barral 2005] S. Barral et K. Makowski, « Transit-time instability in Hall thrusters », *Phys. Plasmas*, vol. 12, n° 073504, 2005.
- [Baude 2014] R. Baude, « Etude du transport de particules chargées dans un plasma froid basse pression magnétisé », Manuscrit de Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 2014.
- [Bernstein 1959] I. B. Bernstein et I. N. Rabinowitz, « Theory of Electrostatic Probes in a Low-Density Plasma », *Phys. Fluids*, vol. 2, n° 112, 1959.
- [Boeuf 1998] J. P. Boeuf et L. Garrigues, « Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster », *J. Appl. Phys.*, vol. 84, p. 3541, 1998.
- [Boeuf 2017] J. P. Boeuf, « Tutorial: Physics and modeling of Hall thrusters », *J. Appl. Phys.*, vol. 121, n° 11101, 2017.
- [Boeuf 2018] J. P. Boeuf et L. Garrigues, « ExB electron drift instability in Hall thrusters: Particle-in-cell simulations vs. theory », *Phys. Plasmas*, vol. 25, n° 061204, 2018.

- [Boniface 2006] C. Boniface, « Modélisation et diagnostics d'un Propulseur à Effet Hall pour Satellites. Configuration magnétique et nouveaux concepts », Manuscrit de Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 2006.
- [Boswell 1997] R. W. Boswell et F. F. Chen, « Helicons - The Early Years », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, n° 6, 1997.
- [Brockhaus 1994] A. Brockhaus, C. Borchardt, et J. Engemann, « Langmuir probe measurements in commercial plasma plants », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 3, p. 539, 1994.
- [Bugrova 2005] A. I. Bugrova, A. V. Desyatskov, V. K. Kharchevnikov, A. I. Morozov, et M. Priol, « Investigation of Physical Processes in SPT MAG, IEPC-2005-146 », présenté à *The 29th International Electric Propulsion Conference*, Princeton University, New Jersey, 2005.
- [Bugrova 2007] A. I. Bugrova, A. V. Desyatskov, V. K. Kharchevnikov, et A. S. Lipatov, « Two-Modes Operation of SPT of Second Generation, IEPC-2007-221 », présenté à *The 30th International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, 2007.
- [Chabert 2011] P. Chabert et N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge, 2011.
- [Chen 2001] F. F. Chen, « Langmuir probe analysis for high density plasmas », *Phys. Plasmas*, vol. 8, n° 3029, 2001.
- [Chen 2002] F. F. Chen, J. D. Evans, et D. Amush, « A floating potential method for measuring ion density », *Phys. Plasmas*, vol. 9, n° 4, 2002.
- [Chen 2003] F. F. Chen, « Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics », présenté à IEEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea, 2003.
- [Chen 2009] F. F. Chen, « Langmuir probes in RF plasma: surprising validity of OML theory », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 18, n° 35012, 2009.
- [Chen 2012] F. F. Chen, « Langmuir probe measurements in the intense RF field of a helicon discharge », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 21, n° 055013, 2012.
- [Child 1911] C. D. Child, « Discharge From Hot CaO », *Phys. Rev. (Series I)*, vol. 32, p. 492, 1911.
- [Choueiri 2001] E. Y. Choueiri, « Plasma oscillations in Hall Thrusters », *Phys. Plasmas*, vol. 8, n° 4, p. 1411, 2001.

- [Colpo 2005] P. Colpo, T. Meziani, et F. Rossi, « Inductively coupled plasmas: Optimizing the inductive-coupling efficiency for large-area source design », *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 23, n° 270, 2005.
- [Dannenmayer 2011] K. Dannenmayer et S. Mazouffre, « Elementary Scaling Relations for Hall Effect Thrusters », *J. Propul. Power*, vol. 27, n° 1, 2011.
- [Diop 2015] F. Diop, « Diagnostics spécifiques et étude physique d'une source de Hall en plasma d'argon ou en mixture xénon-argon », Manuscrit de Thèse, Université d'Orléans, Orléans, France, 2015.
- [Druyvesteyn 1930] M. J. Druyvesteyn, « Der Niedervoltbogen », *Z. Phys.*, vol. 64, p. 781, 1930.
- [Dubois 2018-a] L. Dubois *et al.*, « ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. I. Principle and hybrid model of ID-HALL », *Phys. Plasmas*, vol. 25, n° 093503, 2018.
- [Dubois 2018-b] L. Dubois, F. Gaboriau, L. Liard, C. Boniface, et J. P. Boeuf, « ID-HALL, a new double stage Hall thruster design. II. Experimental characterization of the inductive ionization source », *Phys. Plasmas*, vol. 25, n° 093504, 2018.
- [Dubois-Brevet] L. Dubois, F. Gaboriau, L. Liard, J. P. Boeuf, et C. Boniface, « Propulseur de Hall bi-étage à couplage inductif – Inductively coupled Double stage Hall Thruster : I », DPCNES0020F, Brevet déposé.
- [Ellison 2012] C. L. Ellison, Y. Raitses, et N. J. Fisch, « Cross-field electron transport induced by a rotating spoke in a cylindrical Hall thruster », *Phys. Plasmas*, vol. 19, n° 013503, 2012.
- [Fantz 2007] U. Fantz *et al.*, « negative ion RF sources for ITER NBI: status of the development and recent achievements », *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 49, p. B563, 2007.
- [FEMM] D. Meeker, Finite Element Method Magnetics, <http://www.femm.info/wiki/HomePage>
- [FINAL] FINAL, [www.final-materials.com/](http://www.final-materials.com/)
- [Flender 1996] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khromov, et N. B. Kolokolov, « RF harmonic suppression in Langmuir probe measurements in RF discharges », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 5, p. 61, 1996.
- [Garrigues 2006] L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, C. Boniface, et J. P. Boeuf, « Anomalous conductivity and secondary electron emission in Hall effect thrusters », *J. Appl. Phys.*, vol. 100, n° 123301, 2006.



- [Garrigues 2008] L. Garrigues, C. Boniface, G. J. M. Hagelaar, et J. P. Boeuf, « Modeling of an advanced concept of a double stage Hall effect thruster », *Phys. Plasmas*, vol. 15, n° 113502, 2008.
- [Gascon 2003] N. Gascon, M. Dudeck, et S. Barral, « Wall material effects in stationary plasma thrusters. I. Parametric studies of an SPT-100 », *Phys. Plasmas*, vol. 10, p. 4123, 2003.
- [Godyak 1992] V. A. Godyak, R. B. Piejak, et B. M. Alexandrovich, « Measurements of electron energy distribution in low-pressure RF discharges », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, p. 36, 1992.
- [Godyak 2002] V. A. Godyak, R. B. Piejak, et B. M. Alexandrovich, « Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 11, n° 4, 2002.
- [Godyak 2004] V. Godyak et B. M. Alexandrovich, « Radio frequency potential of inductive plasma immersed in a weak magnetic field », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 1468, 2004.
- [Godyak 2006] V. A. Godyak et C. Chung, « Distributed ferromagnetic inductively coupled plasma as an alternative plasma processing tool », *Japan J. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 8035, 2006.
- [Godyak 2011-a] V. A. Godyak, « Electrical and plasma parameters of ICP with high coupling efficiency », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 20, n° 25004, 2011.
- [Godyak 2011-b] V. Godyak et V. I. Demidov, « Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results? », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 44, n° 233001, 2011.
- [Godyak 2013] V. Godyak, « Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 46, n° 283001, 2013.
- [Goebel 2008] D. M. Goebel et I. Katz, *Fundamentals of Electric Propulsion*. Wiley, 2008.
- [Hagelaar 2002] G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, et J. P. Boeuf, « Two-dimensional model of a stationary plasma thruster », *J. Appl. Phys.*, vol. 91, n° 5592, 2002.
- [Hagelaar 2003] G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, et J. P. Boeuf, « Role of anomalous electron transport in a stationary plasma thruster simulation », *J. Appl. Phys.*, vol. 93, p. 67, 2003.

- [Hagelaar 2005] G. J. M. Hagelaar et L. C. Pitchford, « Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, p. 722-733, 2005.
- [HALLIS] <https://www.hallis-model.com>
- [Hershkowitz 1975] N. Hershkowitz, K. N. Leung, et T. Romesser, « Plasma Leakage Through a Low- $\beta$  Line Cusp », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 35, n° 5, p. 277, 1975.
- [HKCM] HKCM Engineering e.K., <https://www.hkcm.de>
- [Hopwood 1992] J. Hopwood, « Review of inductively coupled plasmas for plasma processing », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, n° 2, p. 109, 1992.
- [Hopwood 1994] J. Hopwood, « Planar RF induction plasma coupling efficiency », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 3, p. 460-464, 1994.
- [Hubble 2014] A. A. Hubble, E. V. Barnat, B. R. Weatherford, et J. E. Foster, « The electron spatial distribution and leak width in a magnetic cusp », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, n° 22001, 2014.
- [INITIAL] Société INITIAL, <https://www.initial.fr>
- [Johnson 1950] E. O. Johnson et L. Malter, « A Floating Double Probe Method for Measurements in Gas Discharges », *Phys. Rev.*, vol. 80, n° 1, p. 58, 1950.
- [Joussot 2016] R. Joussot, L. Grimaud, S. Mazouffre, C. Boniface, S. Oriol, et F. Masson, « Physics of a disk-shaped LaB6 emitted heated cathode for Hall thrusters, SP2016-3124900 », présenté à The 5th Space Propulsion Conference, Rome, Italy, 2016.
- [Kagan 1964] Y. M. Kagan et V. I. Perel, « Probe methods in plasma research », *Sov. Phys. Usp.*, vol. 6, n° 767, 1964.
- [Koch 1983] C. Koch et G. Matthieussent, « Collisional diffusion of a plasma in multipolar and picket fence devices », *Phys. Fluids*, vol. 26, p. 545, 1983.
- [Kronhaus 2012] I. Kronhaus, A. Kapulkin, V. Balabanov, M. Rubanovich, M. Guelman, et B. Natan, « Investigation of physical processes in CAMILA Hall thruster using electrical probes », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 45, n° 175203, 2012.
- [Kuвано 2007] H. Kuвано, A. Ohno, H. Kuninaka, et H. Nakashima, « Development and Thrust Performance of a Microwave Discharge Hall Thruster, IEPC-2007-085 », présenté à *The 30th International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, 2007.

- [Lafleur 2015] T. Lafleur, F. Cannat, J. Jarrige, P. Q. Elias, et D. Packan, « Electron dynamics and ion acceleration in expanding plasma thrusters », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 24, n° 6, 2015.
- [Laframboise 1966] J. G. Laframboise, « Aerospace Studies », Université de Toronto, report N° 100, 1966.
- [Leung 1976] K. N. Leung, Hershkowitz, Noah, et K. MacKenzie, « Plasma Confinement by Localized Cusps », *Phys. Fluids*, vol. 19, n° 7, p. 1045, 1976.
- [Lieberman 2005] M. A. Lieberman et A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Second Edition. Wiley, 2005.
- [Limpaecher 1973] R. Limpaecher et K. R. MacKenzie, « Magnetic Multipole Containment of Large Uniform Collisionless Quiescent Plasmas », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 44, n° 726, 1973.
- [Mazouffre 2014] S. Mazouffre, S. Tsikata, et J. Vaudolon, « Development and experimental characterization of a wall-less Hall thruster », *J. Appl. Phys.*, vol. 116, n° 243302, 2014.
- [McDonald 2011] M. S. McDonald et A. D. Gallimore, « Rotating Spoke Instabilities in Hall Thrusters », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, n° 11, p. 2952, 2011.
- [Mitrofanova 2011] O. A. Mitrofanova, R. Y. Gnizdor, et V. M. Murashko, « New Generation of SPT-100, IEPC-2011-041 », présenté à The 32nd International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, 2011.
- [Moisans 1992] M. Moisans et J. Pelletier, *Microwave excited plasmas*, Elsevier, 1992.
- [Molina-Morales 2001] P. Molina-Morales, H. Kuninaka, K. Toki, et Y. Arakawa, « Preliminary Study of an ECR Discharge Hall Thruster, IEPC-01-069 », présenté à *The 27th International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, California, 2001.
- [Morozov 1998] A. I. Morozov et V. V. Savelyev, « On Galateas - magnetic traps with plasma-embedded conductors », *Phys. Usp.*, vol. 41, n° 11, p. 1049, 1998.
- [Morozov 2000] A. I. Morozov et V. V. Savelyev, *Review of Plasma Physics*, vol. 21, p. 203, édité par B. B. Kadomtsev et V. D. Shafranov (Consultants Bureau, New York), 2000.

- [Morozov 2003] A. I. Morozov, « The Conceptual Development of Stationary Plasma Thrusters », *Plasma Phys. Rep.*, vol. 29, n° 3, 2003.
- [Mott-Smith 1926] H. M. Mott-Smith et I. Langmuir, « The theory of collectors in gaseous discharges », *Phys. Rev.*, vol. 28, n° 727, 1926.
- [Nottingham 1956] W. B. Nottingham, « Thermionic Emission », Springer, 1956.
- [Patterson 1994] M. J. Patterson, T. W. Haag, V. K. Rawlin, et M. T. Kusssmaul, « NASA 30-cm Ion Thruster Development Status, AIAA-1994-2849 », présenté à The 30th Joint Propulsion Conference, Indianapolis, Indiana, 1994.
- [Perez-Luna 2006] J. Perez-Luna, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, et J. P. Boeuf, « Model analysis of a double-stage Hall effect thruster with double-peaked magnetic field and intermediate electrode », *Phys. Plasmas*, vol. 14, n° 113502, 2007.
- [Peterson 2004] P. Y. Peterson et A. D. Gallimore, « The Performance and Plume Characterization of a Laboratory Gridless Ion Thruster with Closed Electron Drift Acceleration, AIAA-2004-3936 », présenté à *The 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Fort Lauderdale, Florida, 2004.
- [Peterson 2011] P. Y. Peterson, D. R. Massey, A. Shabshelowitz, R. Shastry, et R. Liang, « Performance and Plume Characterization of a Helicon Hall Thruster, IEPC-2011-269 », présenté à *The 32nd International Electric Propulsion Conference*, Wiesbaden, Germany, 2011.
- [Philippe-Kadlec 1998] C. Philippe-Kadlec, « Caractérisation spatio-temporelle de jets ioniques : développement des diagnostics et application à la propulsion ionique », Manuscrit de Thèse, Université d'Orléans, Orléans, France, 1998.
- [Piejak 1992] R. B. Piejak, V. A. Godyak, et B. M. Alexandrovich, « A simple analysis of an inductive RF discharge », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 1, p. 179, 1992.
- [Popelier 2012] L. Popelier, « Développement du propulseur PEGASES : source inductive à haute performance et accélération successive de faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs. », Manuscrit de Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 2012.
- [Popov 2016] T. K. Popov *et al.*, « Advances in Langmuir probe diagnostics of the plasma potential and electron-energy distribution function in magnetized plasma », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 25, n° 033001, 2016.

- [Raimbault 2007] J. L. Raimbault, L. Liard, J. M. Rax, et P. Chabert, « Steady-state isothermal bounded plasma with neutral dynamics », *Phys. Plasmas*, vol. 14, n° 013503, 2007.
- [Rossetti 2006] P. Rossetti, M. Capacci, et G. Noci, « Preliminary Experimental Results on a Double Stage Hall Effect Thruster, AIAA 2006-4998 », présenté à *The 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Sacramento, California, 2006.
- [Sary 2016] G. Sary, « Modélisation d'une cathode creuse pour propulseur à plasma », Manuscrit de Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 2016.
- [Savitzky 1964] A. Savitzky et M. J. E. Golay, « Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures », *Analytical Chemistry*, vol. 8, n° 36, p. 1627, 1964.
- [SCERAM] SCERAM CERAMICS, [www.sceram.com](http://www.sceram.com)
- [Shabshelowitz 2012] A. Shabshelowitz, A. D. Gallimore, et P. Y. Peterson, « Performance of a Helicon Hall Thruster Operating with Xenon, Argon, and Nitrogen, AIAA-2012-4336 », présenté à *The 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Atlanta, Georgia, 2012.
- [SOLAYL] SOLAYL SAS, [www.solayl.com](http://www.solayl.com)
- [Song 2014] S.-H. Song, P. Chabert, et M. J. Kushner, « Electron energy distributions in a magnetized inductively coupled plasma », *Phys. Plasmas*, vol. 21, n° 093512, 2014.
- [Sovey 1999] J. S. Sovey, V. K. Rawlin, et M. J. Patterson, « A Synopsis of Ion Propulsion Development Projects in the United States: SERT I to Deep Space I, AIAA-99-2270 », présenté à *The 35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Los Angeles, CA, 1999.
- [Sovey 2001] J. S. Sovey, V. K. Rawlin, et M. J. Patterson, « Ion Propulsion Development Projects in U.S.: Space Electric Rocket Test I to Deep Space 1 », *Journal of Propulsion and Power*, vol. 17, n° 3, 2001.
- [Steinbrüchel 1990] C. Steinbrüchel, « A new method for analyzing Langmuir probe data and the determination of ion densities and etch yields in an etching plasma », *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 8, n° 1663, 1990.
- [Sudit 1994] I. D. Sudit et F. F. Chen, « RF compensated probes for high-density discharges », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 3, p. 162, 1994.

- [Tsikata 2009] S. Tsikata, N. Lemoine, V. Pisarev, et D. M. Grésillon, « Dispersion relations of electron density fluctuations in a Hall thruster plasma, observed by collective light scattering », *Phys. Plasmas*, vol. 16, n° 033506, 2009.
- [Tsuda 2011] Y. Tsuda, « Flight status of IKAROS deep space solar sail demonstrator », *Acta Astronautica*, vol. 69, n° 9-10, p. 833, 2011.
- [Watanabe 1999] M. Watanabe, D. M. Shaw, G. J. Collins, et H. Sugai, « Radio-frequency plasma potential variations originating from capacitive coupling from the coil antenna in inductively coupled plasmas », *J. Appl. Phys.*, vol. 85, n° 7, 1999.



---

**RESUME** - Dans un propulseur à courant de Hall, la création des ions et leur accélération sont régis par le même phénomène physique. L'idée du propulseur de Hall double étage (DSHT) est de découpler l'ionisation du gaz (poussée) et l'accélération des ions (ISP), de sorte à rendre le système davantage versatile. Les travaux menés durant cette thèse visent à démontrer, grâce à des essais expérimentaux, la pertinence et la faisabilité d'un tel concept.

Dans un premier temps, un prototype de DSHT, baptisé ID-HALL, a été conçu et assemblé. Il est constitué d'une source inductive magnétisée insérée dans un tube en céramique et d'un étage d'accélération identique à une barrière magnétique de propulseur simple étage. La source inductive a été optimisée de sorte à réduire le couplage capacitif et à maximiser l'efficacité du transfert de puissance par ajout de pièces en ferrite et diminution de la fréquence RF d'excitation.

Dans un deuxième temps, la source inductive du propulseur a été caractérisée indépendamment du propulseur en argon et xénon pour différentes pressions. Le dispositif expérimental a permis notamment de tracer une cartographie 2D de la densité et de la température.

Enfin, le propulseur a été monté dans son caisson et des mesures préliminaires (caractéristiques courant-tension, mesures par sonde RPA) ont été menées. En parallèle, des simulations utilisant un modèle hybride 2D ont été effectuées en mode simple et double étage. Elles mettent en évidence un fonctionnement versatile du moteur pour des tensions inférieures à 150 V. A terme, on visera à démontrer que la densité de courant et l'énergie des ions peuvent être, dans certaines conditions, significativement découplées.

**Mots-clés** : Propulseurs de Hall, décharges plasma, sources de plasma inductives, sondes électrostatiques.

---

**ABSTRACT** - In Hall thrusters, the same physical phenomenon is used both to generate the plasma and to accelerate ions. Furthermore, only a single operating point is experimentally observed. The double stage Hall thruster (DSHT) design could allow a separate control of ionization (thrust) and ions acceleration (ISP) to make the system more versatile. The work carried out during this PhD aims to experimentally demonstrate the relevance and the feasibility of this concept.

Firstly, a new design of DSHT, called ID-HALL, was proposed and a new prototype was built. It combines the concentric cylinder configuration of a single stage Hall thruster with a magnetized inductively coupled RF plasma source (ICP) whose coil is placed inside the inner cylinder. The ICP source was improved in terms of power coupling efficiency by adding ferrite parts and by decreasing the heating RF frequency.

The ICP source used in the ID-HALL thruster was then characterized independently of the thruster using argon and xenon and varying pressure. The experimental setup has allowed to measure the spatial variations of the electron density and temperature.

Finally, the thruster was mounted in its vacuum chamber and preliminary measures (voltage-current characteristics, RPA measurements) were led. At the same time, simulations using a two-dimensional hybrid model were performed in single and double stage. A versatile operation for voltages lower than 150 V was highlighted. An emphasis will be given to demonstrate that the current density (given by the ion flux probe) and the ions energy (given by the RPA) might be significantly decoupled.

**Keywords** : Hall thrusters, plasma discharges, inductively coupled plasmas, electrostatic probes.