



**HAL**  
open science

# D développement de diagnostics électrostatiques pour le filtrage magnétique et la formation du plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES

Jérôme Bredin

► **To cite this version:**

Jérôme Bredin. D développement de diagnostics électrostatiques pour le filtrage magnétique et la formation du plasma ion-ion dans le propulseur PEGASES. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2013. Français. NNT : . pastel-00993207

**HAL Id: pastel-00993207**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00993207>**

Submitted on 19 May 2014

**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.



---

Laboratoire de Physique des Plasmas

École Polytechnique

Thèse de doctorat  
Spécialité : Physique des Plasmas

---

**Développement de diagnostics électrostatiques pour le  
filtrage magnétique et la formation du plasma ion-ion  
dans le propulseur PEGASES**

---

Jérôme BREDIN  
pour obtenir le grade de Docteur de l'École Polytechnique

**Soutenue le 26 Septembre 2013, devant le jury composé de :**

Nicholas BRAITHWAITE	Rapporteur	Pr, DPS, Open University
Gilles CARTRY	Rapporteur	MdC, PIIM, Univ. de Provence
Jean-Pierre BOEUF	Examineur	DR, LAPLACE, Univ. P. Sabatier
Khaled HASSOUNI	Examineur	Pr, LSPM, Univ. Paris 13
François OZANAM	Examineur	DR, PMC, École Polytechnique
Ane AANESLAND	Directrice de thèse	CR, LPP, École Polytechnique
Pascal CHABERT	Co-directeur de thèse	DR, LPP, École Polytechnique



# Résumé

PEGASES est un propulseur à grilles qui accélère à la fois des ions positifs et des ions négatifs pour la poussée. Il nécessite la création d'un plasma ion-ion afin de permettre l'extraction des ions négatifs. Pour obtenir un taux d'ionisation et un taux d'attachement efficaces, le plasma doit être composé de deux températures électroniques : une température élevée pour créer les ions positifs et une faible pour créer les ions négatifs. Ce plasma ion-ion est créé au moyen d'un filtre magnétique qui permet le refroidissement des électrons et qui ralentit leur diffusion. Avec cette méthode, on obtient une forte température électronique près de la zone d'ionisation, avant le maximum de champ magnétique, et une température faible dans la région en aval du filtre magnétique. Plusieurs problèmes se posent alors i) le plasma est excité à la RadioFréquence (RF), celle-ci est susceptible de créer des fluctuations RF du potentiel plasma importantes rendant les mesures de sondes difficiles, ii) les mesures électrostatiques dans les plasmas magnétisés sont rendues difficiles à cause de l'anisotropie des électrons dans un champ magnétique et iii) pour les mesures en plasma ion-ion (caractéristiques courant-tension symétriques) peu de théories existent pour extraire les paramètres plasmas dans nos régime de pressions.

Deux diagnostics électrostatiques et un modèle pour extraire les paramètres plasmas dans les plasmas électronégatifs ont été mis au point pendant ma thèse au LPP. Le premier diagnostic est une sonde flottante capacitive permettant la mesure des fluctuations RF du potentiel plasma. Avec ces mesures, la source de PEGASES a été ajustée pour diminuer ces fluctuations. Le second diagnostic est une sonde de Langmuir adaptée pour faire des mesures dans les plasmas électronégatifs magnétisés. Le haut taux de gravure du gaz électronégatif utilisé ainsi que l'anisotropie électronique créée par le champ magnétique impose certaines contraintes sur les matériaux et les dimensions de la sonde de Langmuir. Le modèle reproduit les caractéristiques de sonde de Langmuir dans les plasmas électronégatifs supposant des distributions de Boltzmann. Depuis les courbes I-V mesurées et une procédure d'ajustement de courbe intégrée au modèle analytique il est possible de mesurer i) les températures et les densités des électrons et des ions positifs et négatifs pour les plasmas fortement électronégatifs ( $n_-/n_e > 50$ ), et ii) la température des électrons et les densités des ions positifs et négatifs pour les plasma faiblement électronégatifs ( $n_-/n_e < 50$ ). Ces diagnostics nous ont permis d'étudier l'effet de différents champs magnétiques sur un plasma électropositif et électronégatif. Dans le premier cas, nous avons montré que seul le gradient positif du champ magnétique induit une diminution de la température électronique, le minimum de température électronique est ainsi obtenu

au maximum du champ magnétique. Ce minimum de température peut être contrôlé grâce à l'intensité du champ magnétique alors que la pression contrôle la température en amont du filtre. Lorsque qu'un gaz électronégatif est utilisé, un plasma ion-ion est créé environ 1 cm après le maximum de champ magnétique. Les densités d'ions sont relativement constantes au travers du filtre magnétique alors que la densité électronique chute de 3 ordres de grandeur. Contrairement aux plasmas électropositifs où le minimum de température électronique est obtenu au maximum de champ magnétique, la formation du plasma ion-ion est contrôlée par la pression et le ratio de SF<sub>6</sub> dans le mélange. Un modèle simple basé sur la mesure des densités et des températures des ions a permis d'évaluer l'efficacité de PEGASES à  $T = 25 \text{ mN.kW}^{-1}$  et  $I_{sp} = 3790 \text{ s}$ , qui est dix fois moins pour une surface d'éjection quatre fois plus petite que le propulseur ionique à grille T6 de chez QinetiQ qui va propulser la mission Bepi-Colombo.

# Abstract

PEGASES is a gridded ion thruster that accelerates both positive and negative ions for thrust. This needs the creation of an ion-ion plasma to be able to extract negative ions from the plasma. Efficient ionization as well as attachment requires a plasma with two electron temperatures : one hot to create positive ions and one cold to create negative ions. The ion-ion plasma is created using a magnetic filter that allows electron cooling and slowing down their diffusion. With this method, a high electron temperature region is obtained near the ionization source, upstream of the maximum magnetic field, and a low electron temperature region downstream of the maximum magnetic field. To understand fully this segregation of the PEGASES plasma, this thesis has focused on the development of suitable electric diagnostic.

Several problems occur when i) plasma is created with a Radio Frequency (RF) source that might create large RF plasma potential fluctuations, which will lead to difficulties in probe measurements, ii) electrostatic measurement in magnetized plasmas are difficult because of electron anisotropies in the magnetic field, and iii) for the measurements in ion-ion plasma (symmetrical current-voltage characteristics) where few theory exist to extract plasma parameters, for our pressure range.

Two electrical diagnostics and a model to extract plasma parameters in electronegative plasmas have been developed during my PhD at the LPP. The first electrical diagnostic is a capacitive floating probe allowing the measurement of RF plasma potential fluctuations. With its measurements, the PEGASES source has been modified to decrease the RF fluctuations. The second diagnostic is a Langmuir probe adapted to make measurements in electronegative magnetized plasmas. High etching rate of our electronegative gas and anisotropy created by the magnetic field impose some constraints on the materials and the dimension chosen to design the probe. The model reproduces Langmuir probe characteristics in electronegative plasmas assuming Boltzmann distributions. From measured I-V curves and with a fitting procedure incorporating the analytical model allows to deduce i) the temperature and density of electrons and both positive and negative ions for high electronegativity ( $n_-/n_e > 50$ ), and ii) temperature and density of electrons and density of both positive and negative ion for low electronegativity ( $n_-/n_e < 50$ ).

These diagnostics allow us to study the effect of various magnetic field configurations on an electropositive and electronegative plasmas. In the former case, we showed that only the positive gradient of the magnetic field reduce the electron temperature, therefore a minimum

electron temperature is obtained close to the maximum magnetic field. This minimum temperature can be controlled by the strength of the magnetic field, while the pressure controls the temperature upstream. When an electronegative gas is used, an ion-ion plasma is formed around 1 cm after the maximum magnetic field. The ion density is relatively constant across the magnetic filter while the electron density drops by three orders of magnitude. On the contrary of electropositive plasmas, where the minimum temperature is obtained at the maximum magnetic field, pressure and the percentage of SF6 controls the position of the ion-ion plasma formation. A simple model based on the measured ion densities and temperatures has evaluated the efficiency of PEGASES to be  $\eta = 25 \text{ mN.kW}^{-1}$  and  $I_{sp} = 3790 \text{ s}$ , which is ten times less with an exhaust surface four times smaller than the T6 gridded thruster from QinetiQ, which will propel the Bepi-Colombo mission.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>vii</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 La thèse et son contexte . . . . .	1
1.1.1 Généralités sur les plasmas . . . . .	1
1.1.2 Propulsion spatiale . . . . .	2
1.1.3 Objectifs de la thèse ou l'étude du propulseur PEGASES . . . . .	6
1.2 Plasmas Radio-Fréquences . . . . .	8
1.2.1 Les différents types de couplages . . . . .	9
1.2.2 Grandeurs caractéristiques des plasmas . . . . .	11
1.2.3 Formation de la gaine . . . . .	13
1.2.4 Obtention d'un plasma ion-ion expérimentalement . . . . .	16
1.3 Théorie des filtres magnétiques . . . . .	17
1.3.1 Point de vue cinétique . . . . .	18
1.3.2 Point de vue fluide . . . . .	19
1.3.3 Application au cas du filtrage magnétique . . . . .	20
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>23</b>
2.1 L'expérience PEGASES . . . . .	23
2.1.1 Géométrie du réacteur . . . . .	23
2.1.2 L'étage d'ionisation . . . . .	25
2.1.3 Système de pompage et injection du gaz . . . . .	27
2.1.4 Configurations de champ magnétique . . . . .	29
2.2 Diagnostics électrostatiques . . . . .	32

2.2.1	Sonde flottante capacitive . . . . .	32
2.2.2	Sonde de Langmuir . . . . .	36
2.3	Challenges pour des mesures correctes . . . . .	41
2.3.1	Fluctuations RF du potentiel flottant . . . . .	41
2.3.2	Sonde de Langmuir dans les plasmas magnétisés . . . . .	47
2.3.3	Conclusion . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Sonde de Langmuir dans les gaz électronégatifs</b>	<b>53</b>
3.1	Caractéristiques de sonde de Langmuir . . . . .	54
3.1.1	Caractéristiques courant-tension . . . . .	55
3.1.2	Dérivée seconde de la caractéristique courant-tension . . . . .	55
3.2	Méthode 1 : Ajustement des courbes . . . . .	57
3.2.1	Que mesure-t-on réellement ? . . . . .	57
3.2.2	Modèle pour l'extraction des paramètres . . . . .	58
3.3	Méthode 2 : Méthode itérative . . . . .	61
3.3.1	Pourquoi itératif ? . . . . .	61
3.3.2	Calcul de l'électronégativité en lisière de gaine . . . . .	61
3.3.3	Résolution itérative . . . . .	62
3.4	Comparaison des deux méthodes . . . . .	63
3.5	Modèles de gaine de sonde de Langmuir . . . . .	65
3.5.1	Modèle de sonde plane . . . . .	65
3.5.2	Modèle de sonde cylindrique . . . . .	66
3.5.3	Comparaison entre les modèles . . . . .	67
3.6	Problèmes rencontrés dans les plasmas électronégatifs . . . . .	68
3.6.1	Problèmes avec la sonde . . . . .	69
3.6.2	Problèmes avec le logiciel de sonde de Langmuir . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Etude du filtre magnétique</b>	<b>77</b>
4.1	Effet du filtre magnétique sur un plasma électropositif . . . . .	78
4.1.1	Evolution de la FDEE lors de l'application d'un champ magnétique local	78
4.1.2	Contrôle de la température électronique . . . . .	79
4.1.3	Etude hors de l'axe centrale du propulseur . . . . .	87

4.1.4	Conclusion pour le cas électropositif . . . . .	91
4.2	Effet du filtre magnétique sur un plasma électronégatif . . . . .	92
4.2.1	Caractéristique courant-tension et Fonction de distribution en énergie des électrons . . . . .	93
4.2.2	Formation du plasma ion-ion . . . . .	93
4.2.3	Etude paramétrique de la formation du plasma ion-ion . . . . .	96
4.2.4	Conclusion sur la formation du plasma ion-ion . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Optimisation du propulseur PEGASES</b>	<b>103</b>
5.1	Effet de la position de la grille sur un plasma électropositif sans champ magnétique	104
5.1.1	Modèle global du propulseur . . . . .	104
5.1.2	Mesures expérimentales . . . . .	107
5.1.3	Comparaison du modèle global avec l'expérience . . . . .	108
5.2	Effet de la position de la grille sur un plasma électropositif avec champ magnétique	109
5.2.1	Evolution de la température électronique . . . . .	109
5.2.2	Evolution de la densité électronique . . . . .	110
5.3	Effet de la position de la grille sur la formation du plasma ion-ion . . . . .	111
5.3.1	Evolution des densités . . . . .	111
5.3.2	Evolution des températures . . . . .	111
5.3.3	Conclusion pour le nouveau prototype de PEGASES . . . . .	112
5.4	Estimation de la performance du prototype PEGASES . . . . .	113
5.4.1	Efficacité de poussée . . . . .	113
5.4.2	Utilisation de masse . . . . .	115
5.4.3	Comparaison avec un système de propulsion existant . . . . .	116
5.4.4	Conclusion sur les performances de PEGASES . . . . .	117
	<b>Conclusion</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>123</b>



# Remerciements

Ane, je tiens à te remercier tout particulièrement, déjà parce que tu m'as supporté pendant 3 ans... toutes mes félicitations! Ensuite parce que tu m'as donné la chance de pouvoir faire une thèse, ce qui n'était pas gagné à l'époque. Je te remercie pour ton encadrement, pour l'attention que tu m'as apporté, suffisamment d'autonomie pour ne pas me sentir surveillé, mais tout de même de légers recadrages nécessaires qui m'ont permis de ne pas m'éparpiller au fil de ces trois années. Merci pour ta bonne humeur, pour tes coups de gueules (beaucoup plus rare), pour les discussions du midi où nous étions, au final, rarement d'accord. Je suis tout simplement honoré d'avoir été ton premier thésard officiel, j'espère qu'il en est de même pour toi, malgré les fréquentes pauses café et autres distractions auxquelles je participais activement...

Pascal, tu as été le deuxième pilier de ma thèse. Merci pour les nombreuses discussions, qui ont abouti à de nombreux revirements sur les modèles développés. Je te remercie également pour ta constante bonne humeur, toujours à l'écoute malgré les nombreuses obligations que tu endossais. Merci pour les à côtés, notamment les nombreux concerts Fusion Pizza : Bonne qui ont toujours été de bons moments. J'ai aussi apprécié les nombreuses conversations autour de nos voitures respectives...

Nicholas et Gilles, je vous remercie d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, de l'avoir lu thèse pendant l'été, j'imagine aisément qu'il y a de meilleures lectures à faire pendant les beaux jours. Merci pour les corrections qui ont permis d'aboutir à un manuscrit thèse plus cohérent. Et enfin merci de votre présence lors de mon oral et de vos commentaires positifs qui m'ont permis de réaliser que ma thèse a été réussie.

Jean Pierre, Khaled et François, je vous remercie d'avoir accepté d'être examinateur. Je vous remercie également d'avoir lu ma thèse et assisté à ma soutenance. Merci pour vos nombreux commentaires qui m'ont permis d'améliorer le manuscrit.

Je tiens à remercier toute l'équipe PEGASES : Ane, Pascal, Jean Luc, Lara, Jaime, Lorenzo, Nourredine, Dima, Denis, Philippe, Pierre et Pascaline. Ca a toujours été un plaisir de travailler avec vous, de discuter des résultats, des expériences à réaliser, des incohérences dans les mesures.

Merci également aux collaborateurs avec qui j'ai travaillé : Valery, Gerjan, Yevgeny. Merci Valery pour les nombreuses discussions dans la salle de manip, en conférence, etc. sur les sondes, qu'elles soient de références ou de mesures, les caractéristiques I-V, les EEDF, etc., merci

d'avoir partagé ce savoir. Merci à Yevgeny, qui m'a accueilli pendant 1 mois à Princeton au PPPL et avec qui j'ai passé de nombreuses heures dans la salle de manip, merci pour l'accueil, la bonne humeur et le partage des connaissances. Merci Gerjan, de m'avoir également accueilli pendant 1 semaine à Toulouse au LAPLACE, tu m'as permis de comprendre un peu mieux les simulations numériques mais également la physique des plasmas magnétisés grâce à nos nombreuses conversations.

Un grand merci à toute l'équipe plasmas froids qui m'a accueilli chaleureusement et m'a guider durant ces trois années de doctorat.

Je remercie également les personnes sans qui ma thèse serait restée au point mort, l'équipe technique composée de Jean, Bruno D., Michaël et Jonathan. En plus de vos qualités professionnelles, ça a toujours été un plaisir de venir vous parler et de partager de bons moments à l'atelier.

Merci à Catherine, Shérifa, Colette, Maryline, Chantal et Elodie à qui j'ai confié des tonnes de commandes, notes de frais et autres ordres de mission.

Je remercie également Philippe, Véronique, Bruno K., Nicolas, Laurent et Stéphane, qui, en plus de leur bonne humeur et des nombreuses discussions, ont toujours été très professionnels.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes que j'ai empêché de travailler à cause de mes (trop) nombreuses pauses café, et autres soirées cinés... je parle de : Christelle, Lucile, Trevor, Alexandre, Pascaline, Yue, Jaime, Whab, Lina, Marguerite, Patrick R., Ralph, Malik, Vincent, Paul G., Alexis, Olivier, Lara, Jonathan, Michaël, Ana et Kaveh. Merci d'avoir été là pour me rassurer dans les moments de doute et me montrer que nous étions quasiment tous dans le même bourbier.

Je voulais remercier tout particulièrement Cathy, Olivier et Vasco pour les nombreuses soirées hors labo, durant lesquelles il était question de choses beaucoup plus importantes, je veux, bien entendu, parler de breuvages et nourritures. Un merci tout particulier pour Cathy, merci pour ta perpétuelle bonne humeur, pour ton aide constante malgré que tu ne sois plus impliquée, pour ton dévouement... bref merci pour tout ma petite Cathy.

Je remercie également Alexis, aka « El Compiler », avec qui j'ai passé de nombreuses heures (supplémentaires) à compiler, debugger, bricoler, souder, j'en passe et des meilleurs. Il en est ressorti des améliorations, des détériorations, parfois même rien du tout... mais merci à toi camarade d'après travail et à plus sous le bus! Merci à Olivier, qui m'a impliqué dans un projet de microphone plasma (encore en heure supp.), qui a fonctionné mais que nous avons hélas vite mis de côté faute de temps. Ca a été un plaisir de travailler avec toi, j'espère pouvoir réitérer l'expérience mais plus officiellement la prochaine fois.

Je ne pouvais pas écrire ces remerciements sans parler du 102 ou « one o' two ». Merci à vous les roomies d'exception, merci de m'avoir montré qu'un homme pouvait être soigneux de son apparence, de ses cheveux et se faire de perpétuels compliments sans pour autant être gay... enfin je crois! Merci pour ces bons moments passés à la colloque, ces soirées interminables où nous discussions jusqu'à 2h du matin, ces soirées séries, films et autre mario kart ou bomberman... vous serez à jamais mes roomies Ralphy et Malikousse.

Je remercie ma famille pour m'avoir soutenu durant ces trois années, également celles avant, lorsque les bourses de thèse se faisaient rares et inaccessibles. Merci les parents, de m'avoir accueilli tel un Tanguy jusqu'à mes 26 ans avant que je trouve mes roomies. Merci également à ma pauvre débile, qui m'a constamment aidé pour toutes sortes de démarches.

Je remercie Pascaline, que j'ai connu tardivement durant ma thèse, mais qui a partagé avec moi l'enfer de la rédaction...



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 La thèse et son contexte

#### 1.1.1 Généralités sur les plasmas

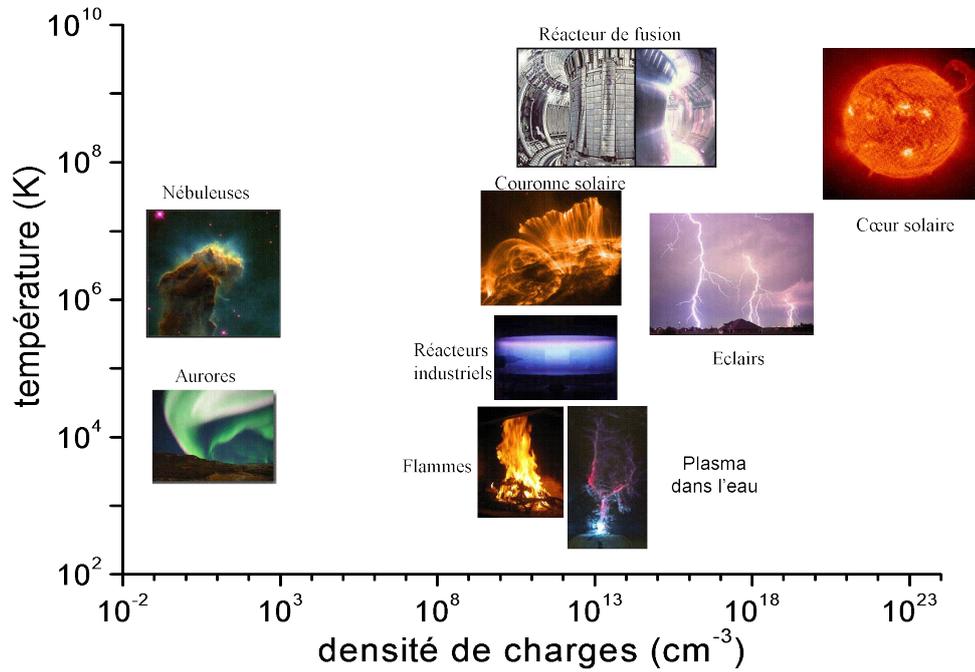
**Plasma** : (n,m) gaz partiellement ou totalement ionisé (composé d'ions, d'électrons et dans le cas partiellement ionisé de neutres) dont les particules chargées suivent un comportement collectif dicté par les interactions électromagnétiques.

Les plasmas représentent 99% de la matière visible dans l'univers. Ils sont présents à toutes les échelles de distances de nous, des plus éloignées aux plus proches. La liste suivante n'est, bien évidemment, pas exhaustive. Dans le lointain univers se trouve les nébuleuses et les étoiles qui composent les galaxies. Les plasmas sont représentés dans le système solaire par le soleil (qui est une étoile) et le vent solaire. Ils sont également présents dans l'atmosphère terrestre avec les aurores boréales et l'ionosphère. Sur terre, les plasmas naturels sont beaucoup plus rares : ce sont principalement les éclairs et les flammes. Les plasmas sont très présents dans notre quotidien sous forme non naturelle avec les télévisions, les ampoules basses consommations, les tubes fluorescents, les phares au xénon, etc.

De plus, les plasmas sont très utilisés dans l'industrie, avec notamment les traitements de surfaces qui se déclinent sous de nombreuses formes comme rendre des matériaux hydrophobes, antireflets, résistants à certaines substances, etc. Ils sont utilisés dans l'industrie de la micro-électronique pour la fabrication de micro-processeurs notamment : graver les matériaux de plus en plus finement et de déposer des couches minces de matériaux est alors possible.

Tous ces plasmas peuvent être classés en fonction de leur densité et de leur température comme présenté sur la figure 1.1. Une autre manière de les classer est de comparer la température des ions par rapport à celle des électrons.

- Les plasmas froids ont des ions beaucoup plus froid que les électrons. Dans ce type de plasmas, généralement, le taux d'ionisation est faible et les atomes neutres, à température ambiante, sont majoritaires. Ceux-ci regroupe principalement les plasmas de laboratoires (décharges basses pressions, plasmas jets, etc.), les systèmes d'éclairages (tubes fluorescents,



**Figure 1.1** – Répartitions des plasmas en fonction de leurs températures et de leurs densités.

les ampoules basses consommations, etc.), ainsi que certains plasmas naturels tels que ceux se formant au dessus des nuages d’orages : jets, sprites et elves.

- Les plasmas chauds ont des ions qui sont à la même température que les électrons. Dans ce type de plasma, les neutres ont tous été ionisés : ce sont donc des plasmas totalement ionisés. Ce groupe englobe principalement les plasmas de fusion (ITER, stélérateurs, etc.), les plasmas naturels (la foudre, le vent solaire, les étoiles, les nébuleuses, etc.) ainsi que certains plasmas de laboratoire (Z-pinch, décharges hautes intensités, etc.).

### 1.1.2 Propulsion spatiale

La propulsion spatiale désigne tout moyen permettant l’accélération d’un objet (satellite, sonde, vaisseau, etc.) vers et dans l’espace. Les propulseurs spatiaux sont caractérisés par deux grandeurs : la poussée et l’impulsion spécifique. La poussée est la force exercée par l’accélération de matière (ici gaz) et est définie comme

$$\mathbf{T} = -\mathbf{v}_{\text{eject}} \frac{dm}{dt}, \quad (1.1)$$

avec  $\mathbf{v}_{\text{eject}}$  le vecteur vitesse d’éjection de la matière et  $dm/dt$  le taux de changement de la masse éjectée. L’impulsion spécifique est la durée pendant laquelle 1 kg de matière produit

une poussée de 9,81 N et vaut

$$I_{\text{sp}} = \frac{v_{\text{eject}}}{g_0}, \quad (1.2)$$

où  $g_0$  est l'accélération de pesanteur terrestre au sol.

Deux types de propulsions sont principalement utilisées :

- La propulsion chimique : réaction de combustion entre un carburant et un oxydant permettant le chauffage du gaz et son éjection grâce à la vitesse thermique dirigée par une tuyère. Cette vitesse thermique est limitée par la réaction de combustion et est typiquement de l'ordre de 1 à 5 km.s<sup>-1</sup> pour une poussée de l'ordre de 10<sup>6</sup> N et une impulsion spécifique de 100 à 500 s [Sneema 2013]. Ces systèmes de propulsion sont utilisés pour quitter l'attraction terrestre, les poussées très importantes pouvant contrer la force de pesanteur terrestre.
- La propulsion ionique : ionisation d'un gaz et accélération des ions positifs au moyen d'une différence de potentiel. La vitesse du gaz éjecté est de l'ordre de 50 km.s<sup>-1</sup> pour une poussée de l'ordre de 10<sup>-3</sup> N et une impulsion spécifique de 5 000 s [Garrigues and Coche 2011]. La pression dans le propulseur permettant l'ionisation du gaz doit être faible ( $\sim 10^{-3}$  mbar) et la poussée créée par ce type de propulseur est de l'ordre de 10<sup>-3</sup> N. Ces propulseurs sont utilisés seulement dans l'espace où la pression et les frottements sont quasi-nuls.

La propulsion chimique ne sera pas plus détaillée ici, nous nous intéresserons seulement à la propulsion électrique.

### Fonctionnement des propulseurs ioniques

La gamme de pression possible pour le fonctionnement d'une propulseur électrique tourne autour de 1 mTorr (soit  $1,33 \times 10^{-1}$  Pa,  $1,33 \times 10^{-3}$  mbar). Les applications spatiales sont donc adaptées pour ce type de propulseur puisqu'une faible mais longue poussée suffit à animer un objet d'une certaine vitesse.

Le fonctionnement d'un propulseur ionique peut se diviser en trois étages comme illustré sur la figure 1.2.

- L'étage d'ionisation : le plasma est créé par une source qui chauffe les électrons et déclenche une avalanche électronique. Le but de cet étage est d'ioniser au maximum le gaz et d'obtenir le meilleur rendement afin de limiter la consommation énergétique du propulseur.
- L'étage d'accélération : les ions positifs du plasma y sont extraits et accélérés afin de créer la poussée. Le but de cet étage est d'avoir un faisceau dense et collimaté au maximum ainsi qu'une vitesse d'éjection des ions importante pour une poussée maximale.
- L'étage de neutralisation : des électrons sont émis depuis une cathode située à l'extérieur du propulseur afin de neutraliser la charge d'espace créée par le faisceau d'ions positifs éjecté du propulseur. Le but de cet étage est d'éviter l'éjection d'un faisceau positif qui chargerait le satellite négativement et donc rappellerait les ions vers le satellite, ce qui aboutirait à l'annulation de la poussée.

La propulsion ionique représente environ 10% de tous les systèmes de propulsion spatiaux actuels, mais sont de plus en plus considérés pour des missions interplanétaires ainsi que pour les manoeuvres de corrections orbitales.

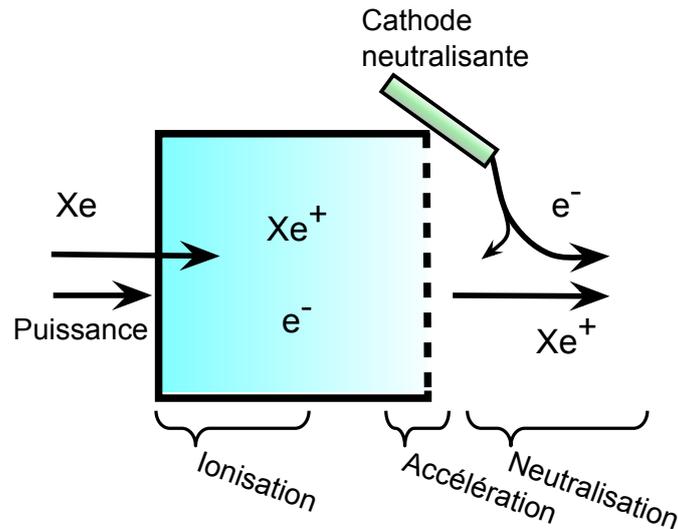


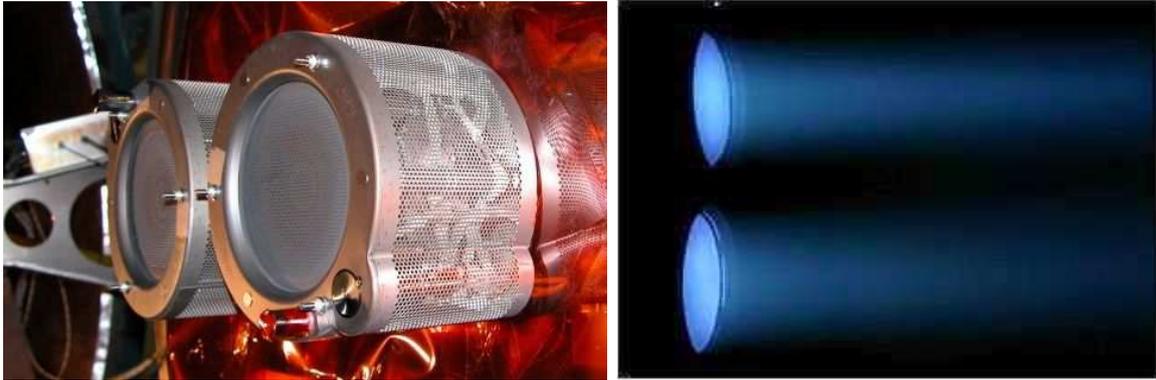
Figure 1.2 – Schéma simplifié d'un propulseur ionique.

## Deux principaux propulseurs ioniques

Plusieurs types de propulseurs ioniques existent avec différents modes de fonctionnement. Nous présenterons ici les deux principaux propulseurs ioniques actuellement les plus utilisés : le propulseur à grille et le propulseur Hall [Jahn and Choueiri 2003, Garrigues and Coche 2011, Goebel and Katz 2008].

**Propulseur ionique à grilles** Le propulseur à grille a été développé dans le début des années 60 dans le centre de recherche de la NASA. La démonstration de son fonctionnement dans l'espace fut faite en 1964 avec le satellite SERT I (Space Electric Rocket Test) et réitéré en 1970 avec SERT II. Le développement a continué pendant les années 80 et des propulseurs à grilles, comme celui représenté sur la figure 1.3, furent implémentés par la suite sur des sondes spatiales (Deep Space 1, Dawn, ARTEMIS, GOCE, BepiColombo, etc.) [Goebel and Katz 2008].

Le fonctionnement d'un propulseur à grilles se fait comme décrit précédemment, seules certaines spécifications sont nécessaires. Dans la chambre d'ionisation, un champ magnétique statique est imposé pour confiner le plasma et limiter les pertes aux parois. L'effet du champ magnétique sur un plasma sera détaillé dans la section 1.3. L'accélération des ions positifs se fait au moyen d'un système de plusieurs grilles, deux ou trois en fonction des modèles. Les grilles sont spécialement dimensionnées en fonction des paramètres plasmas devant les grilles, des tensions appliquées à celles-ci, ainsi que leur espacement. Ces paramètres changent la focalisation du faisceau. Ainsi plus un faisceau est focalisé, plus la poussée est dirigée et plus le propulseur est efficace.



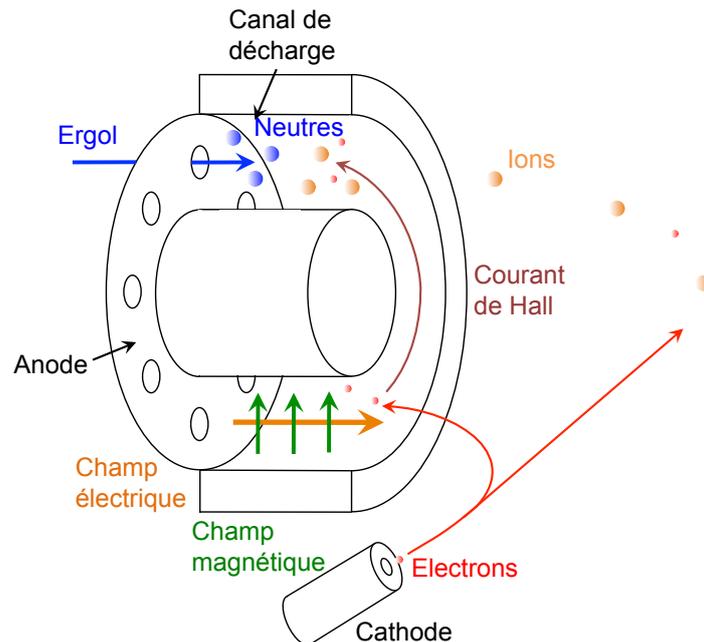
**Figure 1.3** – Photos du propulseur ionique à grille T6 de QinetiQ qui équipe la mission Bepi-Colombo [QinetiQ 2013].

**Propulseur Hall** Le propulseur Hall a été efficacement développé par l'URSS dans les années 60. Le premier vol d'un propulseur Hall a eu lieu en 1971 sur le satellite Meteor. Depuis, l'utilisation principale de ce type de propulseur a été la stabilisation d'orbite. Plus de 240 de propulseurs Hall, comme représenté sur la figure 1.4, ont été placés sur des satellites et sondes depuis cette époque, leur taux de réussite est de 100% [Zhurin *et al.* 1999, Goebel and Katz 2008].



**Figure 1.4** – Photos du propulseur Hall T140 au repos et en opération.

Le principe de fonctionnement est différent de celui des propulseurs à grilles, puisque le propulseur Hall utilise des champs magnétiques en plus d'un champ électrique comme illustré sur la figure 1.5. Les électrons sont générés par la cathode neutralisante, certains sont piégés dans le canal sous l'influence du champ électrique et du champ magnétique qui induisent une dérive  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Cette dérive permet aux électrons de tourner dans le canal et de rester confinés. Le gaz, qui est injecté au travers de l'anode située au fond du canal, est ionisé par les électrons piégés. Le propulseur Hall a un taux d'ionisation parmi les plus haut pour les plasmas froids.



**Figure 1.5** – Schéma de principe du propulseur Hall.

L'accélération des ions positifs est réalisée au moyen d'une différence de potentiel appliquée entre l'anode et la cathode neutralisante.

### 1.1.3 Objectifs de la thèse ou l'étude du propulseur PEGASES

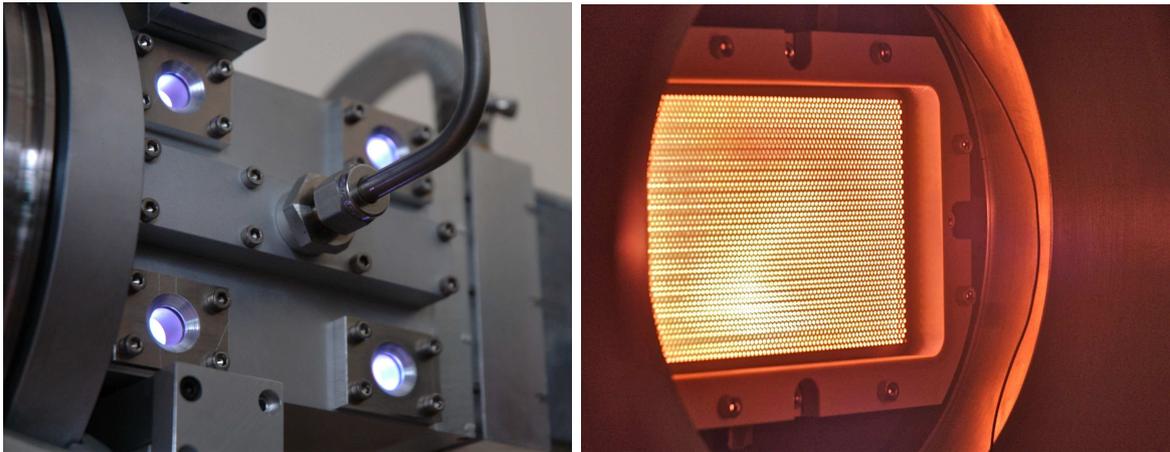
Ma thèse a porté sur l'étude d'une partie du propulseur PEGASES (Plasma propulsion with Electronegative GASES). Afin de remettre les choses dans leurs contextes, je présenterai d'abord le principe de fonctionnement du propulseur PEGASES, puis je décrirai les différents objectifs et enjeux de mon travail.

#### Principe du propulseur PEGASES

Le propulseur ionique PEGASES, représenté sur la figure 1.6, a été pensé et développé au Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP) par Pascal Chabert et Ane Aanesland [Aanesland *et al.* 2009]. Deux thèses ont déjà été publiées sur le sujet par Leray [2009] et Popelier [2012].

Le principe de fonctionnement est illustré sur la figure 1.7 : créer un plasma ion-ion afin d'accélérer alternativement les ions positifs et négatifs. On peut diviser le propulseur en trois étages.

- Une source Radio-Fréquence (RF) ICP permettant l'ionisation du gaz électronégatif.
- Un filtre magnétique permettant le piégeage et le refroidissement des électrons afin d'améliorer l'attachement et de former un plasma ion-ion.



**Figure 1.6** – Photos du propulseur PEGASES, à gauche en opération avec de l’argon vu extérieur depuis côté et à droite en opération avec du SF6 vu depuis la chambre de diffusion avec les grilles d’accélération.

- L’accélération des ions positifs et négatifs au moyen d’un système de grilles polarisées alternativement.

Le propulseur PEGASES présente plusieurs intérêts majeurs :

- Le gaz électronégatif prévu pour son fonctionnement dans l’espace est le diiode ( $I_2$ ). Son énergie d’ionisation de 10,4 eV alors que celle du xénon est de 12,1 eV. Les densités de plasma obtenues devraient donc être meilleures qu’avec du xénon. De plus le diiode est beaucoup moins cher et sous forme solide à température ambiante, ce qui rend son stockage et son transport plus facile.
- Pas de cathode neutralisante, onéreuse et sensible à l’oxydation.
- Peu d’électrons présents à l’extérieur du propulseur. Un projet de nettoyage des débris spatiaux a été initié utilisant un satellite équipé de deux propulseurs ioniques, un éjectant de la matière sur l’objet à désorbiter et l’autre, propulsant à l’opposé sert à maintenir le satellite en place [Bombardelli and Pelaez 2011, Merino and Ahedo 2011, Zuiani and Vasile 2012]. Le point faible des propulseurs électriques ”classiques” dans ce cas précis est la neutralisation du faisceau d’ions qui est faite avec des électrons. Ces électrons peuvent se retrouver piégés dans la magnétosphère terrestre. Les ions positifs seront sensibles au champ électrique créé par la séparation des charges et déviés. Ils n’atteindront donc pas le débris pour le pousser hors de son orbite. PEGASES est alors envisagé pour ce concept de nettoyage.
- Il est possible d’anticiper le fait que les recombinaisons ion-ion seront, peut être, plus efficaces que les recombinaisons électron-ion [Jungblut *et al.* 1989]. En effet, la masse et la vitesse dirigée des ions positifs et négatifs sont du même ordre contrairement aux électrons par rapport aux ions positifs. Dans ces conditions, la plume de plasma en aval du propulseur formant des charges d’espace pourrait être grandement réduite et limiterait les perturbations dans le cas d’un satellite scientifique de mesure électromagnétique par exemple.

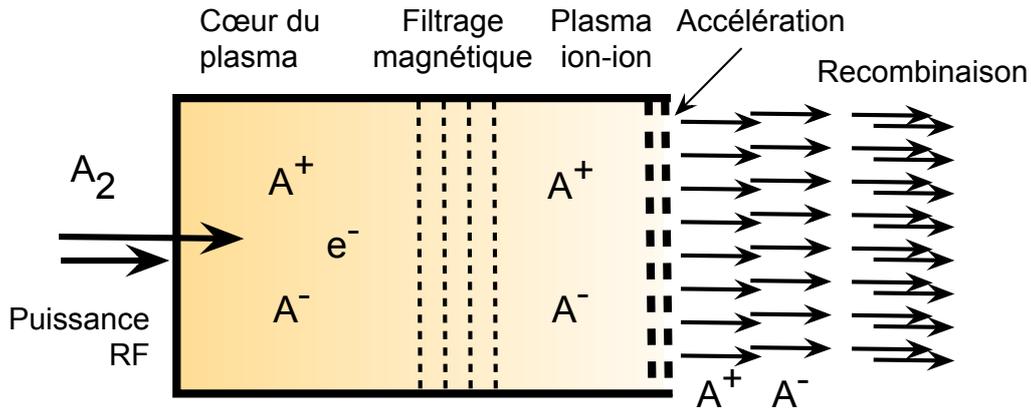


Figure 1.7 – Schéma de principe du propulseur PEGASES.

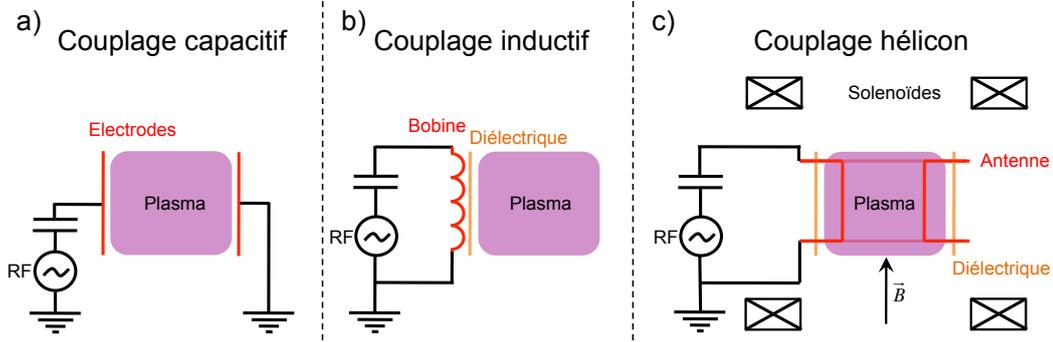
## Objectifs de ma thèse

Mon arrivée en thèse au Laboratoire de Physique des Plasmas a coïncidé avec le démarrage du nouveau prototype de PEGASES. De nombreux problèmes ont été résolus dans cette nouvelle version. Les différents étages du propulseur (ionisation, filtrage magnétique et accélération) ont d'abord été traités comme trois parties indépendantes. Néanmoins des connections sont nécessaires à l'élaboration du prototype final. L'un des enjeux de ma thèse était d'étudier l'effet de ce filtre sur un plasma électropositif puis sur un plasma électronégatif.

Ainsi, mon travail a porté sur la physique des plasmas électropositifs et électronégatifs magnétisés à basses pressions excités au moyen d'une source RF. Pour cette étude, deux diagnostics électrostatiques ont été développés spécialement pour nos conditions. En effet, les mesures propres dans des plasmas magnétisés et électronégatifs sont très difficiles à réaliser : en cumulant les deux, nous cumulons les difficultés.

## 1.2 Plasmas Radio-Fréquences

Les plasmas froids basses pressions peuvent être excités avec des fréquences allant du continu (DC) aux micro-ondes (GHz). La source de PEGASES est une source RF, les autres gammes de fréquences ne seront donc pas détaillées ici. La RF est la gamme de fréquence allant de 1 MHz à 200 MHz : son intérêt est d'exciter simplement les électrons qui répondent instantanément au champ RF. Les ions, ayant une inertie trop importante, ne seront pas affectés par celui-ci. Les fréquences plasmas, détaillées dans la [sous-section 1.2.2](#), permettent de comprendre ce comportement.



**Figure 1.8** – Les différents moyens de coupler de l'énergie au plasma a) le couplage capacitif, b) le couplage inductif et c) le couplage hélicon.

### 1.2.1 Les différents types de couplages

La puissance peut être couplée au plasma de plusieurs manières. Le couplage capacitif, le couplage inductif et le couplage hélicon sont les trois types de couplages possible illustrés sur la figure 1.8 [Lieberman and Lichtenberg 2005, Chabert and Braithwaite 2011]. Ces trois manières de coupler l'énergie au plasma ont pour but d'accélérer les électrons (de différentes manières) pour que ceux-ci aient des collisions inélastiques avec les atomes neutres, collisions aboutissant généralement à deux phénomènes : considérant un atome neutre  $A$

$$\text{excitation : } A + e^- = A^* + e^-, \quad (1.3)$$

$$\text{ionisation : } A + e^- = A^+ + 2e^-. \quad (1.4)$$

Les ionisations successives permettent la création d'un plasma, et lorsque les pertes aux parois sont égales aux gains par ionisation, une décharge stable est obtenue. La couleur des plasmas est obtenue par la désexcitation des atomes excités par l'émission d'un photon  $A^* = A + h\nu$ , où  $h$  est la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence du photon émis. Ainsi, en fonction du gaz utilisé, la fréquence du photon émis par la désexcitation est différente : il en résulte une couleur différente pour chaque type de plasma. Les seuils d'ionisations et d'excitations sont généralement similaires, l'intensité lumineuse d'un plasma est alors un indicateur de l'ionisation.

#### Couplage capacitif

Le couplage capacitif (CCP : Capacitively Coupled Plasma), illustré sur la figure 1.8 (a), se fait généralement au moyen de deux électrodes plongées dans le plasma, une polarisée à la RF et l'autre à la masse. Un champ électrique alternatif est alors induit entre les deux électrodes et permet un couplage de l'énergie aux électrons grâce à la partie électrique de la force de Lorentz  $F_{L-\text{elec}} = qE$ , où  $q$  est la charge élémentaire et  $E$  le champ électrique appliqué. Dans un réacteur de gravure typique excité à 13,56 MHz avec une puissance de  $\sim 1 \text{ W.cm}^3$ , les densités électroniques sont de l'ordre de  $10^{15}\text{-}10^{16} \text{ m}^{-3}$ .

### Couplage inductif

Le couplage inductif (ICP : Inductively Coupled Plasma), illustré sur la figure 1.8 (b), est généré par une bobine à l'extérieur du plasma, séparée par une fenêtre en céramique. Le couplage de l'énergie se fait ici au moyen de la partie magnétique de la force de Lorentz  $F_{L-mag} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ . Lorsque le courant RF circule dans l'antenne, celle-ci émet un champ magnétique qui accélère les électrons libres et créer un courant dans le plasma. Le couplage plasma/bobine est alors équivalent à celui du primaire/secondaire d'un transformateur. La portée du champ électromagnétique dans le plasma est appelée l'épaisseur de peau et correspond à la zone limite où le chauffage des électrons s'arrête. Ce type de couplage peut permettre d'atteindre des densités plus élevées que pour le CCP. Avec une fréquence d'excitation de 13,56 MHz et une puissance de  $\sim 1 \text{ W.cm}^3$  les densités obtenues par un ICP sont de l'ordre de  $10^{16}$ - $10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

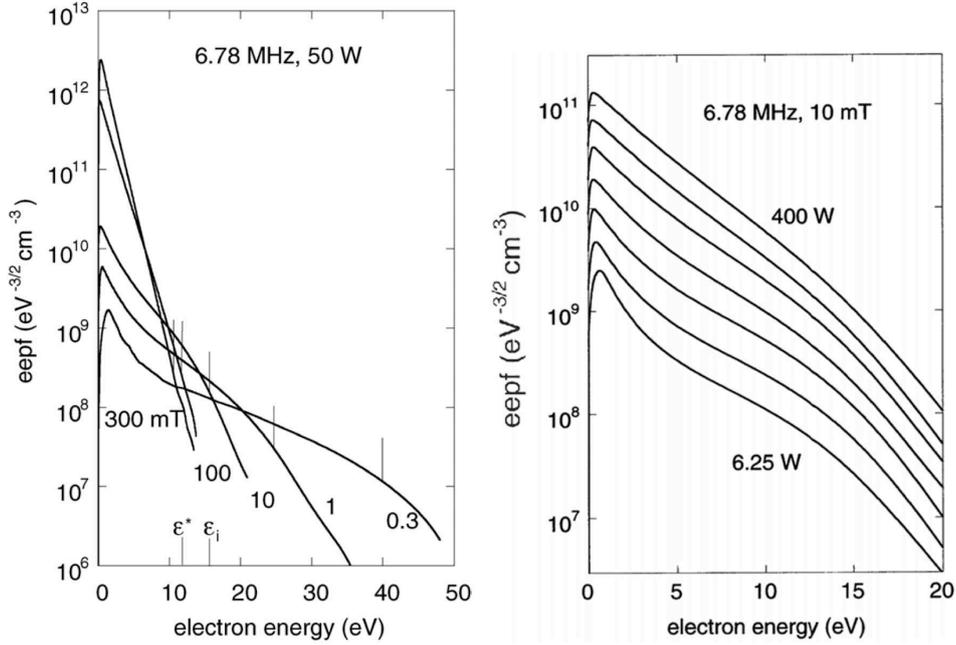
### Couplage héliçon

Le couplage héliçon, illustré sur la figure 1.8 (c), se fait au moyen d'une antenne cylindrique autour d'un tube en diélectrique (typiquement du pyrex) dans lequel un champ magnétique statique est imposé. Le couplage héliçon est un cas particulier du couplage inductif auquel on ajoute un champ magnétique afin de permettre à une onde (l'onde héliçon) de se propager dans le plasma. Cette onde transfère aux électrons de l'énergie et permet de avoir une densité équivalente ou plus élevée mais pour des volumes plus importants. Les densités typiquement obtenues pour ce type de couplage avec une fréquence d'excitation de 13,56 MHz et une puissance de  $\sim 1 \text{ W.cm}^3$  sont de l'ordre de  $10^{18}$ - $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

### L'effet du couplage sur la Fonction de Distribution en Energie des Electrons

La Fonction de Distribution en Energie des Electrons (FDEE) peut prendre différentes formes en fonction des conditions expérimentales et du type d'excitation. De nombreuses études ont été réalisées, notamment par Godyak *et al.* [2002] et représentées sur la figure 1.9 (a) et (b). Les FDEE sont alors représentées comme des Fonctions de Probabilités en énergies des électrons (FPEE). L'intérêt de la représentation par une FPEE est que les distributions Maxwelliennes sont linéaires pour une échelle semi-logarithmique en ordonnée. Ces études montrent que les FDEE tendent à devenir Maxwelliennes avec l'augmentation de la pression ou de la puissance. La cinétique des électrons peut être considérée comme locale ou non-locale. Une cinétique non-local signifie que les électrons ne sont pas en équilibre avec le champ électrique local, ce qui lui permet de gagner de l'énergie à un endroit et la déposer à un autre [Kortshagen *et al.* 2002]. Par opposition, une cinétique locale est décrite par un équilibre entre le champ électrique local et la fonction de distribution des électrons qui est alors Maxwellienne. Cette équilibre avec le champ local se fait naturellement avec

- l'augmentation de la pression, en augmentant le nombre de collisions électron-neutre  $\nu_{e-n}$  (élastiques et inélastiques) : ainsi on diminue la température et on l'uniformise,



**Figure 1.9** – a) Evolution de la FPEE pour une décharge de 50 W et une gamme de pression de 0,3 à 300 mTorr et b) FPEE en fonction de l'énergie des électrons pour 6,25, 12,5, 25, 50, 100, 200 et 400 W pour une fréquence d'excitation de 6,78 MHz et une pression de 10 mTorr [Godyak *et al.* 2002].

- l'augmentation de la puissance induit l'augmentation de la densité électronique et ainsi la fréquence de collision électron-électron  $\nu_{e-e}$  ce qui a pour effet d'uniformiser la température électronique.

Pour les basses pressions et faibles puissances (cinétique non-local), les FPEE ne sont plus Maxwelliennes mais avec trois températures distinctes. Ces différentes températures sont caractéristiques de différents types de décharges. Les figures 1.9 (a) et (b) montrent trois températures :

- une froide pour les basses énergies, qui correspond aux électrons réfléchis par la gaine et piégés dans le coeur du plasma qui ne contribuent pas aux mécanismes de chauffage,
- une plus chaude pour les énergies intermédiaires correspondant aux électrons qui sont aussi piégés dans la coeur du plasma mais qui contribuent au chauffage du plasma,
- une froide pour les hautes énergies, qui correspond aux électrons ayant suffisamment d'énergie pour participer aux interactions inélastiques et ionisantes, ainsi que ceux ayant une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel de la gaine et qui sont perdues à la surface. Le seuil de ce changement de température est donc autour de  $V_p$  ou  $\varepsilon^*$  où  $V_p$  est le potentiel plasma et  $\varepsilon^*$  est l'énergie minimale nécessaire pour créer des collisions inélastiques.

### 1.2.2 Grandeurs caractéristiques des plasmas

Les plasmas sont caractérisés par plusieurs grandeurs physiques. Ces grandeurs diffèrent entre un plasma électropositif et un plasma électronégatif, la dynamique du plasma change avec la

présence d'ions négatifs remplaçant certains ou tous les électrons. Les plasmas électropositifs seront traités en premier lieu, puis nous verrons ensuite comment ces grandeurs changent dans les plasmas électronégatifs.

### Plasmas électropositifs

Les plasmas froids basses pressions sont caractérisés principalement par  $T_e$ , la température électronique,  $n_e$ , la densité électronique, et  $n_g$ , la densité de neutre. Dans ces plasmas, la quasi-neutralité est observée, ainsi la densité d'ion positif est égale à la densité électronique  $n_+ = n_e$ . Les températures des ions et des neutres sont généralement considérées comme égales à la température ambiante  $T_g = T_+ = 300$  K. La température électronique est généralement exprimée en eV (électron-volt) et vaut  $T_e(\text{eV}) = k_B T_e(\text{K})/e$  où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $e$  est la charge élémentaire. On a alors  $T_g = T_+ = 0,026$  eV. Par la suite, toutes les températures en italiques seront exprimées en eV.

La longueur de Debye est une grandeur caractéristique des plasmas. Il s'agit de la distance à partir de laquelle une charge est écrantée, c'est à dire qu'elle vient à être neutralisée par les autres charges environnantes. La longueur de Debye est définie comme

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 e T_e}{n_e e^2}}, \quad (1.5)$$

avec  $\varepsilon_0$  la perméabilité du vide,  $k_B$  la constante de Boltzmann.

Les ions et les électrons répondent différemment aux variations du champ électrique du fait de leurs masses et températures qui diffèrent. Afin d'évaluer cette différence, la fréquence plasma est la fréquence maximale à laquelle les espèces chargées du plasma sont sensibles. On définit ainsi la fréquence plasma électronique comme

$$\omega_{pe} = \frac{\sqrt{e T_e / m_e}}{\lambda_{De}} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} = \tau_e^{-1}, \quad (1.6)$$

avec  $m_e$  la masse des électrons et  $\tau_e$  le temps de réponse des électrons à une variation de champ électrique. La fréquence ionique peut aussi être exprimée

$$\omega_{pi} = \frac{\sqrt{e T_i / M}}{\lambda_{Di}} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{M \varepsilon_0}} = \tau_i^{-1}, \quad (1.7)$$

avec  $T_i$  la température des ions,  $\lambda_{Di}$  la longueur de Debye des ions,  $M$  la masse des ions et  $\tau_i$  le temps de réponse des ions à une variation de champ électrique.

Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une particule avant de subir une collision. On suppose que les collisions ont lieu entre deux particules de type sphères dures. La fréquence de collision  $\nu$  est proportionnel au libre parcours moyen  $\lambda_{lpm}$  et est définie en fonction des espèces considérées pour les collisions

$$\nu = n_g \sigma v = n_g K = \frac{v}{\lambda_{lpm}} = \tau^{-1}, \quad (1.8)$$

où  $\sigma$  est la section efficace de collision,  $v$  la vitesse de la particule incidente,  $K = \sigma v$  est le taux d'interaction et  $\tau$  le temps moyen entre deux collisions.

### Plasmas électronégatifs

Les plasmas électronégatifs sont des plasmas en partie composés d'ions négatifs. L'ajout de ces ions négatifs peut entraîner de gros changements dans le comportement du plasma dépendant de leurs proportions. En effet, dans les plasmas électronégatifs les électrons sont remplacés en partie par des ions négatifs ayant une masse et une température équivalentes à celles des ions positifs. Les plasmas électronégatifs sont alors définis par deux paramètres :  $\alpha$  et  $\gamma$  [Boyd and Thompson 1959, Braithwaite and Allen 1988]. De même que pour les plasmas électropositifs, la quasi-neutralité est respectée dans les plasmas électronégatifs  $n_+ = n_e + n_-$ . Les températures des neutres et des ions positifs et négatifs sont aussi supposées à température ambiante  $T_g = T_+ = T_- = 0,026$  eV.

- $\alpha$  est définie comme l'électronégativité du plasma, c'est à dire la proportion d'ions négatifs par rapport à celles des électrons. Pour calculer ce paramètre il faut déterminer les densités des ions négatifs  $n_-$  et des électrons  $n_e$ . L'électronégativité se définit alors comme

$$\alpha = \frac{n_-}{n_e}. \quad (1.9)$$

- $\gamma$  est le ratio entre les températures des électrons  $T_e$  et la température des ions négatifs  $T_-$  et se définit comme

$$\gamma = \frac{T_e}{T_-}. \quad (1.10)$$

La longueur de Debye, directement dépendante des électrons dans un plasma électropositif, est modifiée par la présence des ions négatifs. Celle-ci s'écrit alors [Chabert and Braithwaite 2011]

$$\lambda_{De}^* = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 e T_e}{n_{e0} e^2}} \sqrt{\frac{1}{1 + \gamma \alpha_0}} = \lambda_{De} \sqrt{\frac{1}{1 + \gamma \alpha_0}}, \quad (1.11)$$

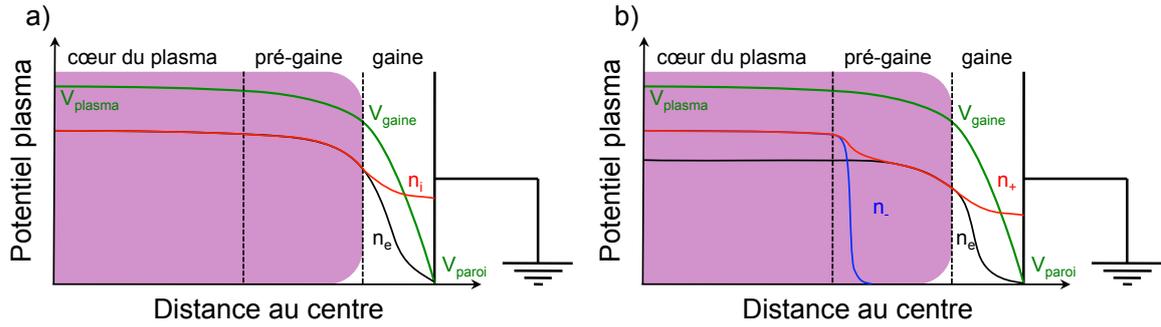
avec  $\alpha_0$  l'électronégativité au centre du plasma. On obtient ainsi la longueur de Debye modifiée dans le cas d'un plasma électronégatif.

### 1.2.3 Formation de la gaine

Dans les expériences de laboratoire, les plasmas sont créés dans des enceintes, ils se retrouvent donc en contact avec des parois contrairement aux plasmas naturels. Une gaine se forme au niveau de ces surfaces en contact avec le plasma.

#### La gaine électropositive

Ainsi, lorsqu'un plasma est généré, les électrons, qui sont très mobiles, diffusent et atteignent la paroi. Les ions positifs, beaucoup plus lourds que les électrons, ont donc beaucoup plus d'inertie et diffusent moins rapidement vers les parois. Les électrons ayant diffusés aux parois et les ions positifs restants au centre du plasma, celui-ci se charge positivement. Le potentiel positif du plasma entraîne la formation d'une zone de charge d'espace proche des parois, appelée la gaine, où les électrons sont renvoyés vers le centre de la décharge (plus positive que



**Figure 1.10** – Illustration d’une gaine dans un plasma a) électropositif et b) faiblement électronégatif en fonction de la distance au centre du réacteur.

la parois) et où les ions sont accélérés vers la paroi. Le rôle de la gaine est d’égaliser les flux de charges positives et négatives sortant du plasma.

Le plasma peut donc se diviser spatialement en trois parties, en fonction du potentiel du plasma comme illustré sur la figure 1.10 (a) :

- Le coeur du plasma, où la quasi-neutralité est respectée : le potentiel y est le plus élevé de plasma, généralement de l’ordre d’une vingtaine de volts et relativement constant.
- La pré-gaine, qui est la zone entre le coeur du plasma et la gaine durant laquelle le potentiel du plasma décroît légèrement. Dans cette zone, les ions positifs commencent à être accélérés mais la quasi-neutralité est encore respectée. Cependant les densités électroniques et ioniques chutent légèrement. Le facteur  $h_r = n_s/n_0$  est alors introduit comme le ratio entre la densité en lisière de gaine et la densité au centre du plasma.
- La gaine, est la zone où les ions ont atteint la vitesse de Bohm ( $u_B$ ). Dans cette dernière, une forte chute de potentiel s’opère, passant du potentiel de la pré-gaine (quasiment le potentiel plasma) au potentiel de la paroi. Les électrons qui n’ont pas assez d’énergie sont réfléchis vers le centre de la décharge et les ions y sont accélérés. La vitesse de Bohm est le critère à partir duquel la quasi-neutralité n’est plus respectée.

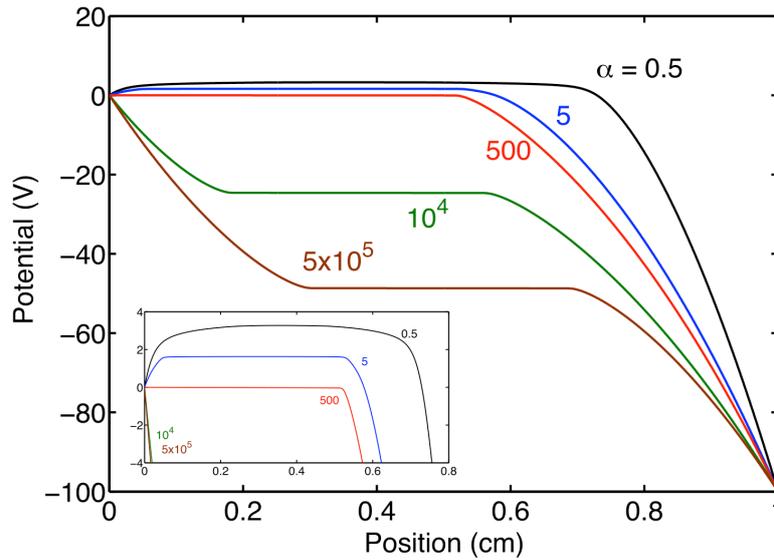
La vitesse de Bohm est donc le critère qui permet de déterminer l’entrée dans la gaine. Cette vitesse est définie comme

$$u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{M}}. \quad (1.12)$$

Il est alors possible de définir le flux de Bohm correspondant au flux d’ions positifs entrant dans la gaine avec une vitesse égale à la vitesse de Bohm.

$$\Gamma_+ = n_s u_B, \quad (1.13)$$

où  $n_s = h_r n_0$  est la densité en lisière de gaine et  $n_0$  la densité au centre du plasma. La détermination de ce facteur  $h_r$  dépend du régime de pression et n’est pas triviale. Les différentes méthodes permettant de le calculer sont détaillées dans [Lieberman and Lichtenberg \[2005\]](#), [Chabert and Braithwaite \[2011\]](#). Typiquement, le facteur  $h_r$  prend des valeurs comprises entre 0,4 et 0,6. Pour cette thèse, ce ratio sera évalué expérimentalement et devra faire l’objet de plus amples approfondissements.



**Figure 1.11** – Evolution spatiale du potentiel plasma en fonction de l'électronégativité  $\alpha$  du plasma entre deux parois, l'une à la masse (à gauche) et l'autre polarisée à -100 V (à droite) [Oudini *et al.* 2013].

### La gaine électronégative

La caractéristique de la gaine dans un plasma électronégatif dépend directement de l'électronégativité  $\alpha$ . En effet, la gaine se forme pour égaliser les flux à la paroi. Or si les électrons sont remplacés par des ions négatifs, ayant la même masse et vitesse thermique que les ions positifs, la gaine n'a plus de raison d'exister. Ainsi, des simulations ont été réalisées pour comprendre l'évolution de potentiel plasma en fonction de l'électronégativité [Oudini *et al.* 2013]. La figure 1.11 représente la variation du potentiel plasma en fonction de la position entre deux parois, la paroi de gauche à la masse et la paroi de droite polarisée à -100 V. En fonction de son électronégativité, le plasma se comporte différemment :

- $\alpha < 500$ , le plasma se comporte comme un plasma électropositif, le potentiel plasma est supérieur à la paroi la plus positive, des gaines de charge d'espace se forment devant les deux parois repoussant les électrons et les ions négatifs et accélérant les ions positifs. Ces plasmas sont alors stratifiés, les ions négatifs, beaucoup plus froids que les électrons, sont confinés par la pré-gaine, permettant un plasma électropositif devant la gaine et un comportement "classique" de la gaine comme illustré sur la figure 1.10 (b).
- $500 < \alpha < 5 \times 10^5$ , la dynamique des charges négatives est dominée par les ions négatifs. Ainsi, les ions négatifs peuvent commencer à être extraits puisque accélérés par la gaine présente devant la paroi à la masse. Des électrons sont toujours présents et empêchent la symétrisation du potentiel.
- $\alpha > 5 \times 10^5$ , les électrons sont négligeables et ne jouent plus aucun rôle dans la dynamique du plasma, permettant une symétrisation du potentiel plasma déjà observé dans des simu-

lations PIC sans électrons par [Meige et al. \[2008\]](#). Ainsi on obtient des flux d'ions égaux à chaque paroi  $\Gamma_-(\text{gauche}) = \Gamma_+(\text{droite})$ .

La vitesse de Bohm dépend elle aussi de la température électronique. Dans un plasma électronégatif celle-ci se voit modifiée par le remplacement des électrons par des ions négatifs. La vitesse de Bohm modifiée s'exprime alors [[Chabert and Braithwaite 2011](#)]

$$u_B^* = \sqrt{\frac{eT_e}{M}} \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}} = u_B \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}}, \quad (1.14)$$

avec  $\alpha_s$  l'électronégativité en bordure de la gaine. Comme illustré sur la figure 1.10 (b), en fonction des conditions d'électronégativité,  $\alpha_s$  en lisière de gaine peut être totalement différent du  $\alpha_0$  au centre du plasma. Cette différence est due à la chute de potentiel dans la pré-gaine et à la différence de température et de masses entre les ions négatifs et les électrons. Les ions négatifs auront alors plus de difficultés à entrer dans la pré-gaine que les électrons et cela aboutira à la stratification du plasma. Par contre, avec l'augmentation de  $\alpha$ , les ions négatifs remplacent les électrons dans la pré-gaine. Pour une faible électronégativité,  $\alpha_s \ll \alpha_0$  alors que pour de très forte électronégativité  $\alpha_s \sim \alpha_0$ . La relation reliant les deux quantités est issue du ratio entre les populations de Boltzmann électronique et ionique négative donnant [[Chabert and Braithwaite 2011](#)]

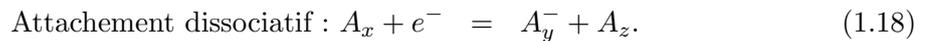
$$\alpha_s = \alpha_0 \exp\left(\frac{e\phi_s}{eT_e}(1 - \gamma)\right), \quad (1.15)$$

où  $e\phi_s/k_B T_e$  est la chute de potentiel dans la pré-gaine et peut être exprimée comme

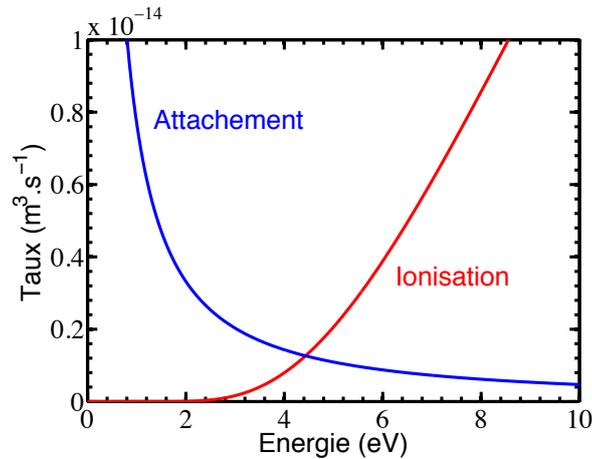
$$\frac{e\phi_s}{eT_e} = \frac{1}{2} \left( \frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s} \right). \quad (1.16)$$

## 1.2.4 Obtention d'un plasma ion-ion expérimentalement

Les plasmas ion-ion sont des plasmas fortement électronégatifs, où la dynamique des particules chargées négativement n'est plus dictée par les électrons mais simplement par les ions négatifs. Pour l'obtention d'un plasma ion-ion, il faut créer en premier lieu des ions négatifs. Ceux-ci sont créés par des réactions d'attachement sur des gaz électronégatifs, c'est à dire des gaz pouvant attacher des électrons et créer des ions négatifs selon les processus suivants



La figure 1.12 représente les taux d'ionisation et d'attachement en fonction de la température électronique pour le cas particulier du SF<sub>6</sub> [[Hagelaar and Pitchford 2005](#)]. On constate que, pour que l'ionisation domine, une forte température électronique est requise  $T_e > 4.4$  eV alors que pour que l'attachement domine, il faut une faible température électronique  $T_e < 4.4$  eV. Il est donc nécessaire de créer en premier lieu un plasma avec des électrons chaud afin de créer les ions positifs, puis les refroidir afin de les attacher sur les atomes neutres du gaz. Pour cela il existe deux manières :



**Figure 1.12** – Taux d’attachement et d’ionisation du SF<sub>6</sub> en fonction de la température électronique.

- Temporelle : l’utilisation d’un plasma pulsé permet d’avoir des électrons chauds et donc la création d’ions positifs sur la partie ”on” du cycle de pulse. Sur la partie ”off” les électrons diffusent à la parois et sont refroidis (puisque le chauffage est coupé) : l’attachement permet la création des ions négatifs durant la phase ”off”. A partir de la moitié de la phase ”off” du cycle, tous les électrons seront attachés ou auront diffusés et un plasma ion-ion sera créé [Hopkins and Mellon 1991, Ahn *et al.* 1996, Kanakasabapathy *et al.* 2001, Economou 2007].
- Spatiale : l’utilisation d’un filtre magnétique permet de refroidir les électrons, créant deux zones spatialement résolues, l’une avec une forte température électronique et l’autre avec une faible température électronique. De plus, la diffusion au travers du champ magnétique étant ralentie (détaillé dans la section 1.3), les ions négatifs créés remplacent les électrons en aval du filtre magnétique, autorisant la création du plasma ion-ion [Boyd and Thompson 1959, Wong *et al.* 1975, Hershkowitz and Intrator 1981, Leung *et al.* 1983, Amemiya 1991, Hopkins *et al.* 1991, Chabert *et al.* 1999, Popelier *et al.* 2011, Bredin *et al.* 2013].

### 1.3 Théorie des filtres magnétiques

Les champs magnétiques continus appliqués aux plasmas sont utilisés dans plusieurs domaines de la physique. Ils permettent notamment la création, la propagation et la résonance d’ondes dans les plasmas. Ainsi, certaines sources plasmas telles que les source hélicons [Boswell 1970, Boswell and Chen 1997, Chen and Boswell 1997] ont été conçues pour utiliser cet effet afin d’améliorer l’ionisation.

Les filtres magnétiques sont une configuration particulière de champs magnétiques où celui-ci est localisé et où la diffusion des particules chargées est dirigée perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Dans les plasmas froids faiblement ionisés, les particules sensibles aux champs magnétiques (centaines de Gauss) sont les électrons, dus au rapport des masses qui est au minimum de  $m_p/m_e \sim 2000$ . Ils sont donc confinés autour des lignes de champ magnétique

alors que les ions diffusent sans être affectés. Les filtres magnétiques sont le résultat de la diffusion des électrons au travers des lignes de champ magnétique. Cette diffusion semble avoir pour effet de refroidir les électrons, le champ magnétique agissant ici tel un filtre en énergie pour les électrons. Le fonctionnement de ce type de filtre n'est pas encore bien compris. Des théories existent mais aucune n'a été prouvée expérimentalement.

Dans les plasmas, deux points de vues peuvent être utilisés et seront décrits ici. Le point de vue cinétique, où l'on considère chaque particule indépendamment et le point de vue fluide où l'on considère une variation global des particules (électrons, ions et neutres) composant le plasma.

### 1.3.1 Point de vue cinétique

Les plasmas, étant composés de particules chargées en mouvement, sont prédisposés à l'application d'un champ magnétique. En effet, les champs magnétiques, suivant la loi de Lorentz  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , font entrer en rotation les particules chargées autour des lignes de champ en fonction de leurs vitesses. Cette mise en rotation se fait avec une fréquence de rotation appelée fréquence cyclotronique électronique

$$\omega_{ce} = \frac{|q|B}{m_e}, \quad (1.19)$$

où  $q$  est la charge électrique,  $B$  la norme du champ magnétique et  $m$  la masse de la particule. Le rayon de giration est appelé rayon de Larmor

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}}, \quad (1.20)$$

où  $v_{\perp}$  est la vitesse perpendiculaire au champ magnétique des particules.

Des dérives sont observées lors de l'application d'un champ électrique en plus du champ magnétique, ou lors de la présence de gradient dans le plasma [Chen 1984].

- La présence d'un champ électrique et magnétique induit une dérive en  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  des particules chargées. La vitesse de cette dérive peut alors être exprimée comme

$$v_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (1.21)$$

- La présence d'un gradient sur le champ magnétique induit une dérive en  $\nabla B$ . La vitesse de cette dérive s'exprime comme

$$v_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}. \quad (1.22)$$

- La présence d'un gradient de pression entraîne une dérive dia-magnétique ( $\nabla p \times \mathbf{B}$ ), où

$$v_{\nabla p \times B} = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{qnB^2}. \quad (1.23)$$

### 1.3.2 Point de vue fluide

#### Théorie classique du transport

La théorie classique de transport définit le flux de particules diffusées  $\Gamma = n\mathbf{u}$  comme

$$\Gamma = \pm\mu n\mathbf{E} - D\nabla n \quad (1.24)$$

avec

$$\mu = \frac{e}{m\nu_e} \quad (1.25)$$

et

$$D = \frac{eT_e}{m_e\nu_e} \quad (1.26)$$

respectivement les constantes de mobilité et de diffusion macroscopiques avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_e$  la température électronique et  $\nu_e$  la fréquence totale de collision électronique.

**Diffusion ambipolaire** Lorsque l'on considère les électrons et les ions indépendamment, le plasma tend à maintenir la quasi-neutralité en tout point. L'ionisation conserve la quasi-neutralité puisque autant de charges positives que négatives sont créées. Cependant, les électrons, étant plus légers que les ions, diffusent plus rapidement vers les parois, dans ce cas un champ électrique au sein du plasma se crée pour maintenir les flux locaux égaux  $\Gamma_+ = \Gamma_-$ . À partir des flux d'ions et d'électrons, le coefficient de diffusion ambipolaire s'écrit comme

$$D_a = \frac{\mu_+ D_e + \mu_e D_+}{\mu_+ + \mu_e}, \quad (1.27)$$

en faisant l'approximation que la mobilité ionique est négligeable devant la mobilité électronique ( $\mu_e \gg \mu_i$ ), on peut écrire

$$D_a \simeq D_i + \frac{\mu_+}{\mu_e} D_e. \quad (1.28)$$

On observe alors que  $D_i < D_a < D_e$  ce qui signifie que les ions diffusent plus vite que leur diffusion libre, ils sont accélérés par la diffusion rapide des électrons. Par contre les électrons diffusent plus lentement car ils sont ralentis par la diffusion des ions.

#### Théorie du transport dans un champ magnétique statique

Lors de l'ajout d'un champ magnétique, les coefficients de diffusion sont modifiés et divisés selon leurs directions parallèle ou perpendiculaire au champ magnétique [Lieberman and Lichtenberg 2005].

$$D_{\parallel} = D = \frac{eT_e}{m\nu_e}. \quad (1.29)$$

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + \left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_e}\right)^2} = \frac{eT_e\nu_e}{m_e(\nu_e^2 + \omega_{ce}^2)} \quad (1.30)$$

Le paramètre de Hall est une grandeur permettant de caractériser la magnétisation du plasma et peut s'écrire comme  $H = \frac{\omega_{ce}}{\nu_e}$ . Deux cas se présentent alors

- $H \ll 1$  : cas où le plasma est considéré comme non magnétisé ( $\omega_{ce} \ll \nu_e$ ), le coefficient de diffusion perpendiculaire peut se simplifier et s'écrire

$$D_{\perp} = D = \frac{eT_e}{m_e\nu_e}. \quad (1.31)$$

- $H \gg 1$  : cas où le plasma est considéré comme magnétisé ( $\omega_{ce} \gg \nu_e$ ), le coefficient de diffusion perpendiculaire peut se simplifier et s'écrire

$$D_{\perp} = \frac{eT_e\nu_e}{m_e\omega_{ce}^2}. \quad (1.32)$$

**Diffusion ambipolaire** Lors de l'ajout d'un champ magnétique, la diffusion ambipolaire est elle aussi affectée selon sa direction. Les coefficients en présence d'un champ magnétique s'écrivent alors [Lieberman and Lichtenberg 2005]

$$D_{\parallel a} = \frac{\mu_+ D_e + \mu_e D_+}{\mu_+ + \mu_e}. \quad (1.33)$$

$$D_{\perp a} = \frac{\mu_+ D_{\perp e} + \mu_e D_{\perp +}}{\mu_+ + \mu_e} \quad (1.34)$$

### 1.3.3 Application au cas du filtrage magnétique

La diffusion des électrons au travers d'un champ magnétique à été étudiée expérimentalement [Hoh 1962, Wong *et al.* 1975, Holmes 1982, Leung *et al.* 1983, Fukumasa *et al.* 1991, Hayashi *et al.* 1999, Kumar *et al.* 2002, Kaganovich *et al.* 2007] et plusieurs théories sont avancées sur la diffusion au travers d'un filtre magnétique. Les expériences ont, en général, des valeurs de coefficient de diffusion plus important que celui donnée par l'équation (1.34).

#### Approche cinétique

Pour les plasmas faiblement ionisés, les fréquences de collisions électron-neutre sont dominantes devant les fréquences de collisions électron-ion ( $\nu_{e-n} \gg \nu_{e-i}$ ), typiquement  $p > 10$  mTorr et  $n_e < 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Les électrons se déplacent alors dans la direction perpendiculaire au champ magnétique seulement par collisions avec les neutres. Pour traverser le filtre, l'électron doit faire de nombreuses collisions (de l'ordre de quelques centaines). La plupart de ces collisions sont élastiques (où les pertes valent  $\delta \sim m_e/m_i$ ). Cependant quelques unes peuvent être inélastiques et causer des pertes d'énergies significatives, qui diminue l'énergie moyenne des électrons et donc  $T_e$ . Dans ce cas, il n'y a pas de réelle sélection en énergie, mais les électrons de toutes énergies passent et sont refroidis par collisions [Hoh 1962, Kaganovich *et al.* 2007, Kolev *et al.* 2009].

La dérive  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  est aussi envisagée comme explication, où  $\mathbf{E}$  sont les fluctuations du champ électrique et  $\mathbf{B}$  le filtre magnétique. En effet, à cause de l'effet du rayon de Larmor fini, la dérive  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  décroît avec l'augmentation de l'énergie des électrons. Ainsi, les électrons énergétiques peuvent être réfléchis par le filtre [Leung *et al.* 1983, Fukumasa *et al.* 1991, Hayashi *et al.* 1999].

### Approche fluide

Pour les plasmas fortement ionisés, les fréquences de collisions électron-neutre sont faibles devant les fréquences de collisions électron-ion ( $\nu_{e-n} \ll \nu_{e-i}$ ). Les collisions coulombiennes dominent alors les collisions élastiques ( $p < 10$  mTorr et  $n_e > 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ). La fréquence de collision s'écrit donc  $\nu_e = \nu_{e-i} = Kn_e T_e^{-3/2}$  et le coefficient de diffusion perpendiculaire dans un plasma magnétisé est donné par l'équation (1.32)

$$D_{\perp e} = \frac{eT_e \nu_e}{m_e \omega_{ce}} \propto \frac{1}{\sqrt{T_e} B^2} \propto T_e^{-1/2}. \quad (1.35)$$

Dans ces conditions, les électrons chauds ont un faible coefficient de diffusion alors que les électrons froids diffusent beaucoup plus efficacement au travers du champ magnétique. Nous obtenons alors un filtre magnétique qui sélectionne selon leur énergie les espèces pouvant diffuser au travers du champ [Wong *et al.* 1975, Zhang 1999, Kumar *et al.* 2002].

Pour les plasmas faiblement ionisés,  $\nu_{e-n} \gg \nu_{e-i}$ , la fréquence de collision électronique peut s'écrire  $\nu_e = \nu_{e-n} \propto T_e^{3/2}$ . Le coefficient de diffusion électronique perpendiculaire au champ magnétique donné par l'équation 1.32 peut alors s'écrire

$$D_{\perp e} = \frac{eT_e \nu_e}{m_e \omega_{ce}} \propto T_e^{5/2}. \quad (1.36)$$

Dans ces condition, les électrons chauds diffuseraient plus efficacement au travers du filtre magnétique que les électrons froids. Ce résultat est contraire au mesures expérimentales réalisées [Wong *et al.* 1975, Kumar *et al.* 2002].

Le coefficient de diffusion décrit précédemment ne permet pas d'expliquer les résultats expérimentaux, d'où la nécessité d'envisager d'autres types de diffusions telles que la diffusion turbulente ou la diffusion anormale [Hayashi *et al.* 1999, Kumar *et al.* 2002, Kaganovich *et al.* 2007]. La diffusion anormale serait causée par les fluctuations basse fréquence du champ électrique. Les électrons faiblement énergétiques peuvent diffuser par dérive  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  plus vite que les électrons énergétiques. En effet, les électrons de hautes énergies ont de plus grandes orbites qui minimisent l'influence des petites fluctuations. Ceci conduit à un faible  $T_e$  dans la zone d'extraction, comme l'ont montré les expériences [Zhang 1999].



## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>1.1 La thèse et son contexte</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1.1 Généralités sur les plasmas . . . . .	1
1.1.2 Propulsion spatiale . . . . .	2
1.1.3 Objectifs de la thèse ou l'étude du propulseur PEGASES . . . . .	6
<b>1.2 Plasmas Radio-Fréquences</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1 Les différents types de couplages . . . . .	9
1.2.2 Grandeurs caractéristiques des plasmas . . . . .	11
1.2.3 Formation de la gaine . . . . .	13
1.2.4 Obtention d'un plasma ion-ion expérimentalement . . . . .	16
<b>1.3 Théorie des filtres magnétiques</b> . . . . .	<b>17</b>
1.3.1 Point de vue cinétique . . . . .	18
1.3.2 Point de vue fluide . . . . .	19
1.3.3 Application au cas du filtrage magnétique . . . . .	20

---

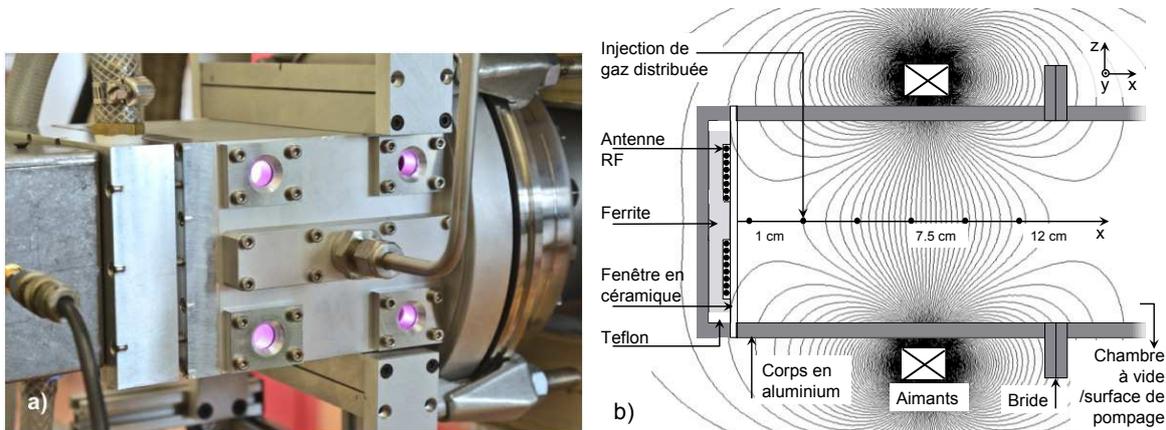
Le propulseur ainsi que les diagnostics électrostatiques ont été en partie développés en collaboration avec Valery Godyak. L'étude des fluctuations RF ainsi que l'influence du champ magnétique sur les mesures de sondes de Langmuir feront certainement l'objet de publications post-thèse.

## 2.1 L'expérience PEGASES

La deuxième version du propulseur PEGASES est représentée sur la figure 2.1 (a). Les détails du montage expérimental utilisé sont décrits dans la suite.

### 2.1.1 Géométrie du réacteur

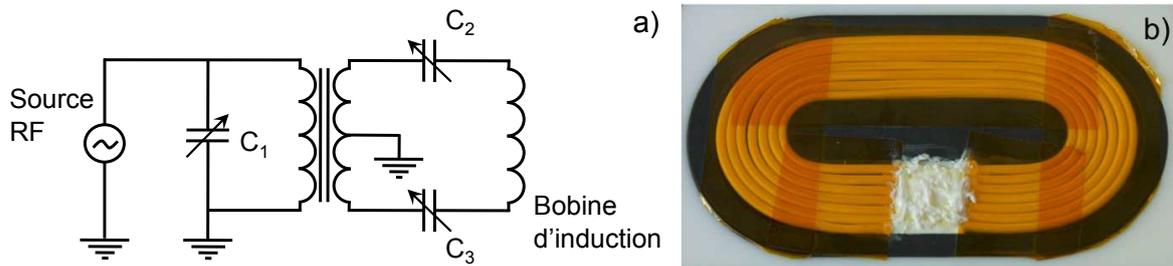
Le montage expérimental est représenté sur les figures 2.1 (a) et (b). Le réacteur est de géométrie rectangulaire avec des dimensions internes de 12 cm par 12 cm par 8 cm, respecti-



**Figure 2.1** – Le propulseur PEGASES a) en photo fixé sur le réacteur hélicon avec un plasma d’argon en opération et b) représenté schématiquement avec lignes de champ magnétique.

vement  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Ces dimensions sont contraintes par plusieurs aspects qui ont été déterminés par des expériences antérieures, réalisées dans une décharge hélicon et dans PEGASES I [Aanesland *et al.* 2009]. La limite basse pour la longueur  $x$  du propulseur est dépendante de la formation du plasma ion-ion. La longueur maximale est limitée par le rayon Larmor des ions qui doit être plus grand que la taille du réacteur afin de considérer ions comme non magnétisés, mais également par la recombinaison entre les ions positifs et les ions négatifs du plasma ion-ion après le filtre magnétique pour que les densités ne soient pas trop faibles devant les grilles d’accélération. La hauteur  $z$  est limitée par l’obtention d’un champ magnétique local dans la direction  $x$ , uniforme dans le plan  $yz$  et avec une intensité suffisante. La largeur  $y$  n’est pas réellement limitée : celle-ci permet de jouer sur le rapport entre surface d’extraction (grille) et surface de perte (parois) afin de minimiser l’énergie nécessaire pour extraire un ion. Les tailles  $x$  et  $y$  sont évaluées dans le cadre d’un nouveau prototype dans le chapitre 5 Une fenêtre de céramique est utilisée pour faire l’étanchéité côté excitation, à  $x = 0$  cm. La sortie du réacteur est localisée à  $x = 12$  cm. Pour le besoin des expériences, une grille peut être positionnée le long de l’axe  $x$  entre  $x = 0$  et  $12$  cm afin de faire varier le ratio volume/surface du plasma. Au delà de la sortie, à  $x > 12$  cm, le réacteur est pompé différemment en fonction du système de pompage sur lequel il est fixé.

Le corps du réacteur est en aluminium, un matériau amagnétique nécessaire pour le maintien du champ magnétique local dans le réacteur. Le réacteur a été réalisé avec plusieurs types de parois pour différentes utilisations. Une version avec des parois anodisées [Popelier 2012] (ou flottantes), pour permettre la polarisation du plasma sans endommager les parois par bombardement ionique, est dédiée à l’accélération. Une autre version avec les parois brutes (ou à la masse) est dédiée aux mesures électrostatiques. En effet, les mesures électrostatiques ont besoin d’un retour de masse afin de fermer le circuit électrique, sinon le potentiel du plasma changerait en même temps que la polarisation de la sonde. Durant ma thèse j’ai donc utilisé le réacteur avec les parois conductrices et à la masse.



**Figure 2.2** – Représentations de l'étage d'ionisation avec a) le schéma de la boîte d'accord de type *push-pull* et b) une photo de la bobine excitatrice.

### 2.1.2 L'étage d'ionisation

La source ICP du réacteur est une source purement inductive (sans couplage capacitif), excitée à 4 MHz avec une antenne excitatrice plane insérée dans une ferrite pour améliorer le couplage au moyen d'une boîte d'accord de type *push-pull*. Cette source a fait l'objet d'une étude détaillée durant la thèse de Lara Popelier [2012].

#### La boîte d'accord

La puissance RF est transférée à la bobine au moyen d'une boîte d'accord d'impédance utilisant un transformateur à faible perte et des capacités variables à air avec une symétrie type *push-pull* représentée sur la figure 2.2 (a). Le transformateur permet d'abaisser la tension pour augmenter le courant circulant dans la bobine afin d'améliorer le couplage inductif et de diminuer le couplage capacitif. Le système *push-pull* a pour but de créer une masse virtuelle au centre de la bobine excitatrice, qui conduit à une symétrisation de l'excitation et donc à l'élimination du couplage capacitif et la diminution des fluctuations RF du potentiel plasma. Le plasma est excité avec une puissance transmise allant de 100 à 300 W correspondant à une puissance de décharge allant de 50 à 200 W dépendant des conditions d'utilisation.

#### La bobine excitatrice

La bobine est illustrée sur la figure 2.2 (b). La bobine est de forme oblongue, composée de sept tours d'un fil multibrin tressé en cuivre argenté de section  $1,5 \text{ mm}^2$  gainé de téflon. Ce fil est inséré dans une ferrite (Ferroxcube 4C65), de perméabilité magnétique limitée à 7 MHz, permettant un confinement des lignes magnétiques à l'arrière de la bobine, limitant les pertes. La limitation en fréquence de la ferrite a déterminé la valeur de la fréquence d'excitation qui est de 4 MHz. Une fine fenêtre en céramique de 3 mm d'épaisseur sépare la bobine du plasma, cette finesse permet un couplage optimal entre la bobine et le plasma par diminution des pertes dans le diélectrique.

### Puissance de décharge

La puissance de décharge  $P_d$  est la puissance réelle injectée aux électrons du plasma. Le raisonnement permettant le calcul de la puissance de décharge est extrait de [Godyak \[2011\]](#). Généralement, on parle de puissance transmise  $P_{tr}$  au système, qui est la puissance délivrée par le générateur  $P_{inc}$  à laquelle on déduit la puissance réfléchie par l'étage d'ionisation (boite d'accord + bobine)  $P_{reff}$ . La puissance transmise s'exprime donc comme

$$P_{tr} = P_{inc} - P_{reff}. \quad (2.1)$$

Cependant les pertes dans le circuit électrique par effet Joule et par courants de Foucault dans les matériaux ferromagnétiques sont inévitables. La puissance de décharge peut être exprimée comme

$$P_d = R_p I^2, \quad (2.2)$$

avec  $R_p$  la résistance du plasma et  $I$  le courant circulant dans la bobine. En opération, la puissance transmise au circuit électrique s'écrit

$$P_{tr} = I^2 R = I^2 (R_0 + R_p). \quad (2.3)$$

avec  $R = R_0 + R_p$  la résistance totale de l'étage d'ionisation,  $R_0$  la résistance du circuit électrique. Pour calculer  $R_0$ , une mesure sans plasma est réalisée et d'après l'équation (2.3) il est possible d'écrire

$$P_{tr,0} = R_0 I_0^2, \quad (2.4)$$

$$R_0 = \frac{P_{tr,0}}{I_0^2}, \quad (2.5)$$

avec  $P_{tr,0}$  la puissance transmise au circuit électrique et  $I_0$  le courant circulant dans la bobine sans plasma. En utilisant l'équation (2.3) on peut exprimer la résistance du plasma en fonction de quantités mesurables

$$R_p = \frac{P_{tr}}{I^2} - R_0. \quad (2.6)$$

En utilisant les équations (2.2) et (2.3), il est possible de calculer la puissance de décharge, qui vaut

$$P_d = P_{tr} - R_0 I^2, \quad (2.7)$$

Une fois la résistance du circuit calculée, il est supposé que celle-ci ne varie pas en fonction des conditions d'utilisation. Pour avoir accès à la puissance de décharge, il suffit de mesurer la puissance transmise à l'étage d'ionisation avec le courant circulant dans la bobine. Depuis cette puissance de décharge, il est possible de remonter à l'efficacité de puissance transférée (Power Transfer Efficiency PTE) qui s'écrit

$$\text{PTE} = \frac{P_d}{P_{tr}}, \quad (2.8)$$

qui détermine l'efficacité de couplage de la source.

Les mesures expérimentales permettent alors de calculer les grandeurs précédentes. Les expériences sans plasma ont données les valeurs suivantes :  $P_{\text{inc},0} = 200 \text{ W}$ ,  $P_{\text{refl},0} = 27 \text{ W}$  et  $I_0 = 6,6 \text{ A}$ . D'après les équations (2.1) et (2.5), il est possible de calculer la résistance sans plasma

$$R_0 = \frac{P_{\text{inc},0} - P_{\text{refl},0}}{I_0^2} = 4,0 \Omega. \quad (2.9)$$

Une fois  $R_0$  obtenue, il est facile de calculer la résistance du plasma en prenant comme exemple les valeurs d'un plasma d'argon à une pression de 1 mTorr avec le champ magnétique Gaussien. Dans ces conditions, on obtient les paramètres suivant :  $P_{\text{inc}} = 220 \text{ W}$ ,  $P_{\text{refl}} = 2 \text{ W}$  et  $I = 5,4 \text{ A}$ . D'après les équations (2.1), (2.5) et (2.9), la résistance du plasma peut alors être calculée comme suit

$$R_p = \frac{P_{\text{inc}} - P_{\text{refl}}}{I^2} - R_0 = 11,9 \Omega. \quad (2.10)$$

La puissance de décharge peut aussi être calculée d'après les équations (2.1) et (2.7) et vaut

$$P_d = P_{\text{inc}} - P_{\text{refl}} - R_0 I^2 = 162 \text{ W}. \quad (2.11)$$

L'efficacité du couplage peut alors s'écrire d'après l'équation (2.8) comme

$$\text{PTE} = \frac{P_d}{P_{\text{tr}}} = 0,74. \quad (2.12)$$

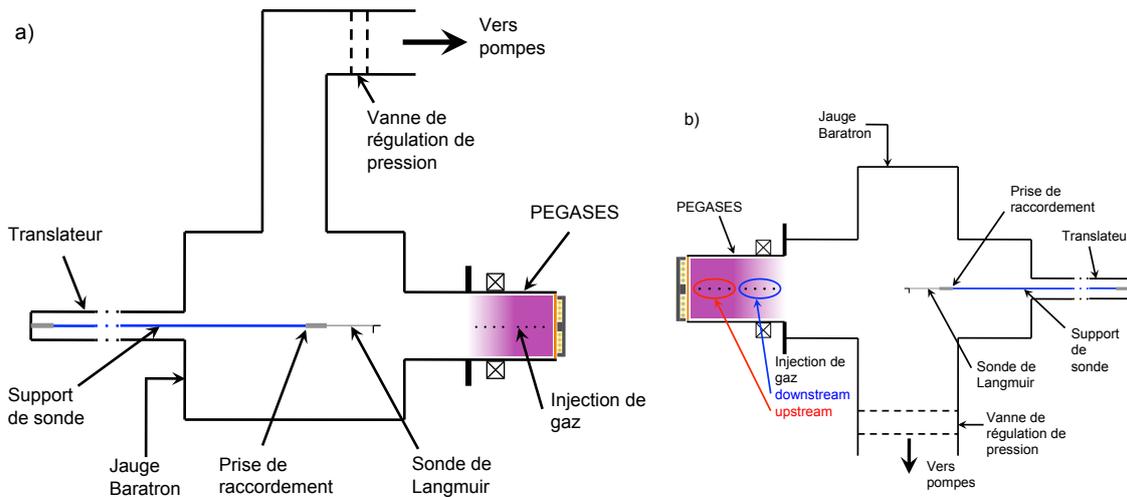
Dans ces conditions on constate que pour 220 W de puissance incidente, 162 W sont couplés au plasma et l'efficacité du couplage est de 74% de la puissance incidente. L'absence de champ magnétique et la faible pression rendent le couplage moins efficace [Godyak 2013].

### 2.1.3 Système de pompage et injection du gaz

Le réacteur a été d'abord installé sur la chambre de diffusion d'un réacteur hélicon présent au laboratoire, et présenté dans la thèse de Nicolas Plihon [2006]. Par la suite, un système de pompage lui a été consacré, les figures 2.3 a) et b) représentent respectivement le réacteur installé sur le système hélicon et sur le banc d'essais EPIC.

#### Système de pompage hélicon

Pour le cas de l'hélicon, le réacteur est raccordé à une chambre à vide pompée par une pompe primaire sèche à spirale (Edwards XDS 35i) d'un débit de  $35 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  (soit  $10 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$ ) et une pompe turbomoléculaire (Pfeiffer TPH 521 PC) d'une capacité de pompage de  $440 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$  permettant d'obtenir un vide limite, c'est à dire la pression minimale atteinte sans injection de gaz, de  $1 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ . En fonctionnement la gamme de pression peut varier de 1 à 100 mTorr ( $1,33 \times 10^{-3}$  à  $1,33 \times 10^{-1} \text{ mbar}$ ). Les jauges de pression dépendent de la pression mesurée : une jauge Balzers IKR 050 est utilisée pour des pressions inférieures à 1 mTorr ( $1,33 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ ), une jauge de type Baratron MKS est utilisée pour les pressions entre 1 et 100 mTorr avec une précision de 1 mTorr. Pour le retour à pression atmosphérique, on



**Figure 2.3** – Schéma des différents systèmes de pompes du réacteur avec a) le système de pompage du réacteur hélicon et b) le système de pompage EPIC.

utilise une jauge Balzers. Plusieurs gaz sont disponibles pour la création d'un plasma : argon, oxygène et  $\text{SF}_6$ . Les débits sont régulés par un contrôleur de débit (Brooks Instrument 0254) et des débitmètres pour chaque gaz. L'argon est contrôlé avec un débitmètre Brooks 5850 possédant un débit maximum de 100 sccm étalonné pour le di-azote : un facteur de correction est donc appliqué afin de connaître le débit réel d'argon. Le  $\text{SF}_6$  est régulé avec un débitmètre UNIT UFC 110 possédant un débit maximum de 50 sccm calibré pour le  $\text{SF}_6$ . Enfin pour l'oxygène la régulation se fait avec un débitmètre Tylan FC 260 avec un débit maximum de 100 sccm calibré pour l'oxygène. Une vanne papillon est positionnée avant le pompage afin de réguler la pression dans le réacteur en plus des débits.

### Système de pompage EPIC

Pour le cas de EPIC, le réacteur est attaché par un raccord 4 voies, de diamètre interne 150 mm, à un système de pompage identique à celui de l'hélicon : une pompe primaire sèche à spirale (Edwards XDS 35i) et une pompe turbomoléculaire (Pfeiffer TPH 521 PC). Le vide limite atteint par cette chambre à vide est grandement amélioré par la taille de la chambre à vide (beaucoup plus petite) : celui-ci peut atteindre  $3 \times 10^{-7}$  mbar. En fonctionnement la gamme de pression peut varier de 0,3 à 30 mTorr ( $4 \times 10^{-4}$  à  $4 \times 10^{-2}$  mbar). Les jauges de pression utilisées sont une jauge Pfeiffer D35614 pour le vide limite, une jauge de type Baratron 627 DX pour les pressions entre 1 et 100 mTorr avec une précision de 0,1 mTorr et une jauge Pfeiffer CPT 100 pour le retour à pression atmosphérique. Les mêmes gaz sont disponibles pour la création d'un plasma : argon, oxygène et  $\text{SF}_6$ . Les débits sont régulés par ordinateur grâce aux débitmètres Bronkhorst modèle EL-FLOW. Chaque gaz possède son débitmètre avec un débit maximum de 50 sccm calibré pour son propre usage. Une vanne de régulation MeiVac est positionnée entre le réacteur et le système de pompage afin de contrôler

la pression avec un débit constant en limitant le pompage.

Avec ce nouveau banc d'essais, un problème de reproductibilité a été mis en évidence entre les expériences effectuées dans le système hélicon et celles réalisées sur EPIC. Cette différence entre les expériences est due à un écart en pression. En effet, bien que les débits entrant soient les mêmes, que le système de pompage soit identique et que les baratrons indiquent la même pression, il faut tripler de débit dans EPIC afin d'obtenir des résultats équivalents aux résultats réalisés dans l'hélicon. Ainsi les pressions mesurées dans l'hélicon semblent légèrement sous-estimées. L'écart en pression peut être dû aux volumes tampons (chambre de diffusion notamment) qui sont plus importants dans l'hélicon. La précision des débitmètres et des baratrons peut aussi influencer : les débitmètres d'EPIC sont plus précis et récemment calibré que ceux de l'hélicon et le baratron de l'hélicon est moins précis, 1 mTorr comparé à 0,1 mTorr pour EPIC.

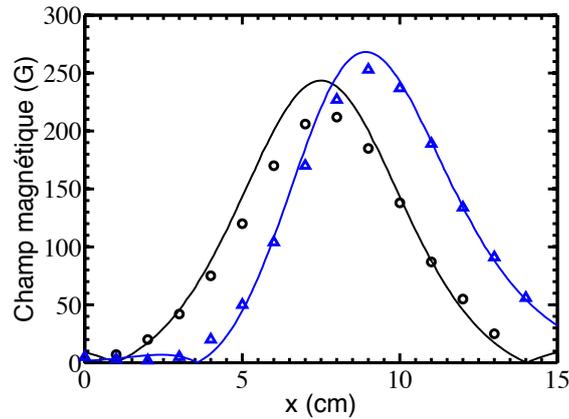
### **Injection de gaz dans PEGASES**

Le gaz, dans les deux configurations, est injecté de manière symétrique de part et d'autre du réacteur par 16 trous. Ces trous peuvent être obstrués au moyen de vis sans tête. La différence est que, dans le cas de la configuration EPIC, l'injection est divisée entre les huit premiers trous et les huit derniers. Ainsi des gaz (ou mélanges gazeux) différents peuvent être indépendamment injectés dans les zones de forte température électronique et de faible température électronique comme représenté sur la figure 2.3 (b).

L'argon (Ar) est un gaz rare électropositif idéal pour les études préalables pour la compréhension des phénomènes de base. L'oxygène ( $O_2$ ) est un gaz moléculaire et faiblement électronégatif dont intérêt est d'avoir une chimie assez simple. Cependant, l'oxygène n'a pas permis la création d'un plasma ion-ion dans le réacteur mais il permet le nettoyage du dépôt de l'hexafluorure de soufre ( $SF_6$ ) sur les parois du propulseur. L'hexafluorure de soufre est un gaz moléculaire fortement électronégatif permettant la création d'un plasma ion-ion. Les expériences sont, par conséquent, réalisées avec de l'argon dans le cas d'un plasma électropositif et avec de l'hexafluorure de soufre dans le cas d'un plasma électronégatif.

#### **2.1.4 Configurations de champ magnétique**

Toutes les configurations de champ magnétique présentées sont générées au moyen d'aimant permanent en néodyme Zn-N35 de dimensions  $150 \times 15 \times 6$  mm. Les différents champs sont créés au moyen de plusieurs aimants ainsi que de circuits magnétiques, qui seront illustrés et détaillés par la suite. Les mesures de champ magnétiques ont été réalisées avec un Gaussmètre à effet Hall MM (le Matériel Magnétique) modèle GN206 et comparées aux résultats obtenus au moyen du logiciel de simulation FEMM V4.2 (Finite Element Method Magnetics). La figure 2.4 représente les intensités des champs magnétiques mesurés par le gaussmètre avec les points et celles réalisées avec FEMM en trait continu. On remarque que seul le maximum est légèrement surestimé lors des simulations mais la forme générale est très fidèle aux mesures.



**Figure 2.4** – Comparaison entre la valeur des champs magnétiques mesurés au moyen d’un gaussmètre représenté par les points et simulés par FEMM en trait continu pour deux configurations de champ magnétique.

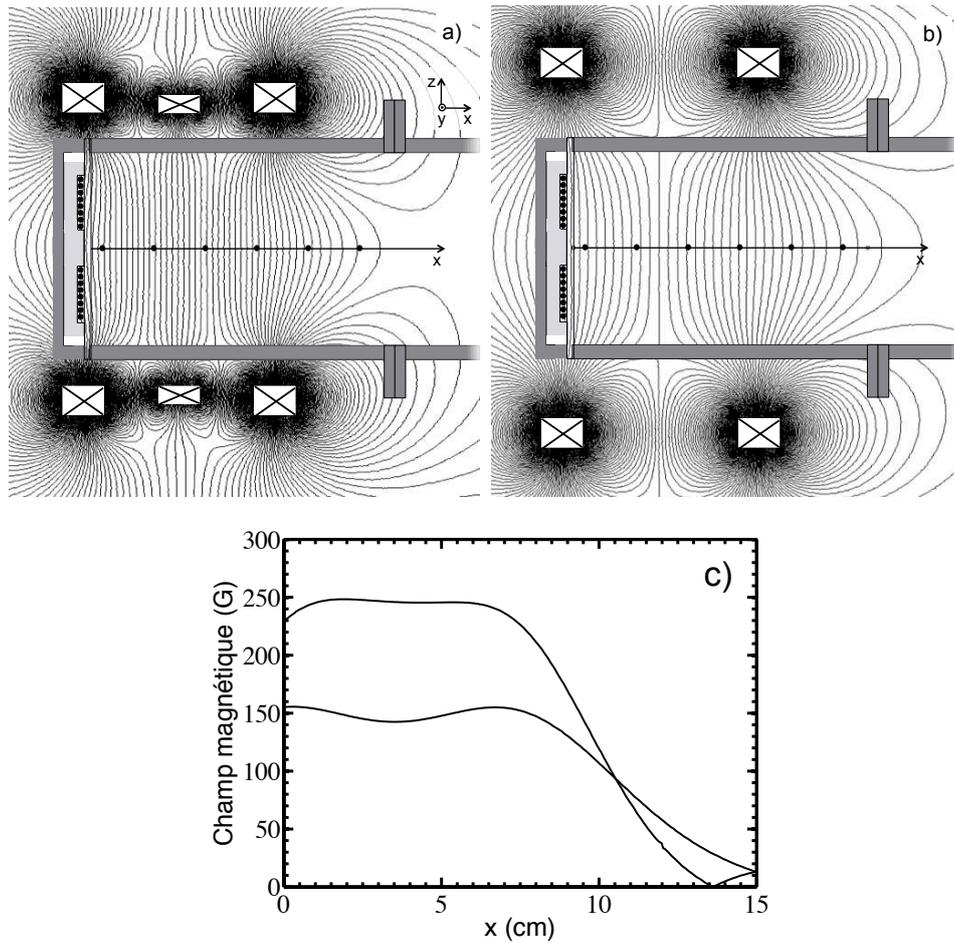
Par la suite seules les valeurs des simulations FEMM seront prises en compte pour les valeurs de champ magnétique.

### Champ magnétique Gaussien

Le champ magnétique Gaussien est généré par une paire d’aimant de part et d’autre du propulseur. Les aimants peuvent être déplacés le long de  $x$  afin de modifier la localisation du maximum de champ magnétique et le long de  $z$  afin de varier l’intensité du champ magnétique. Les lignes de champ magnétique sont représentées sur la figure 2.1 pour les aimants positionnés à  $x = 7.5$  cm contre le réacteur dans le plan  $xz$ . Les aimants mesurant 150 mm de long, le champ magnétique est uniforme dans le plan  $yz$  sur la largeur  $y$  du réacteur. L’intensité du champ magnétique créée par cette configuration est représentée sur la figure 2.4 en noir, avec un maximum de 245 G à 7,5 cm.

### Champ magnétique constant

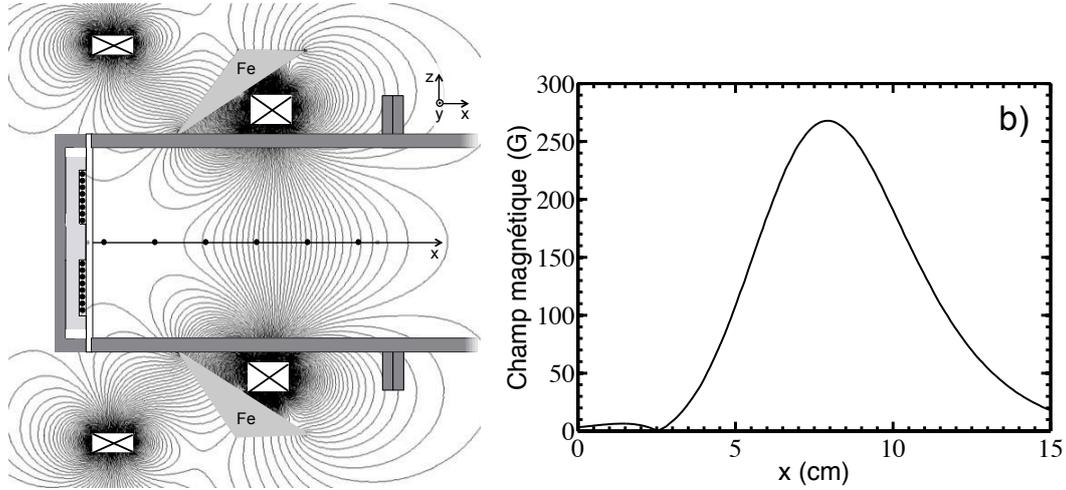
Pour mettre en évidence l’effet du gradient de champ magnétique, deux configurations de champ magnétique constants ont été réalisées. Ces configurations permettent d’avoir un champ magnétique constant sur les huit premiers centimètres du propulseur d’une valeur de 250 et de 150 G. Ces deux intensités nécessitent deux dispositions d’aimant distinct et représentées sur la figure 2.5 (a) et (b) pour respectivement  $B = 250$  et 150 G. Les intensités de champ magnétique sont représentées sur la figure 2.5 (c) en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.



**Figure 2.5** – Configurations de champ magnétique constant avec a) l'intensité à 250 G et b) l'intensité à 150 G. c) la valeur de l'intensité en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour les deux configurations.

### Champ magnétique avec un gradient plus élevé

Dans le but d'optimiser le propulseur, une configuration de champ magnétique avec un gradient plus élevé, permettant un refroidissement plus efficace des électrons, a été réalisée. Un circuit magnétique ainsi que des contres aimants sont nécessaires afin de guider les lignes de champ et d'obtenir la forme de champ magnétique désirée. Ce champ magnétique ainsi que la disposition du circuit magnétique sont représentés sur la figure 2.6 (a). L'intensité du champ magnétique résultante est représentée sur la figure 2.6 (b) en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.



**Figure 2.6** – Configuration de champ magnétique modifié avec a) le circuit magnétique et les lignes de champ et b) l'intensité du champ magnétique en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.

## 2.2 Diagnostics électrostatiques

Deux diagnostics électrostatiques (sonde capacitive et sonde de Langmuir) ont été développés et utilisés durant ma thèse afin d'étudier le plasma créé à l'intérieur du propulseur PEGASES.

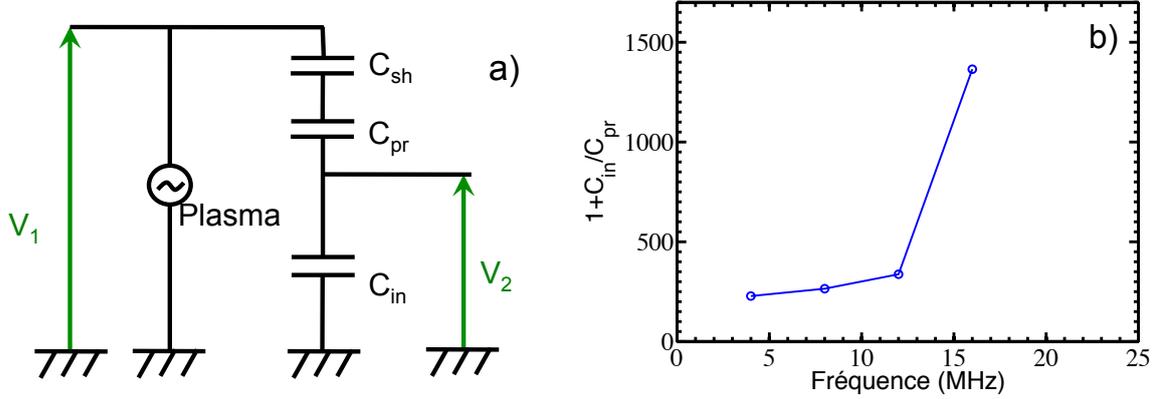
### 2.2.1 Sonde flottante capacitive

La sonde flottante capacitive permet de mesurer les fluctuations Radio-Fréquence du potentiel plasma, notamment pour évaluer l'état du couplage ICP, afin de s'affranchir de filtre passif sur la sonde de Langmuir si celles-ci sont suffisamment basses [Godyak and Piejak 1990, Godyak *et al.* 1992 1999, Godyak 2003, Godyak and Alexandrovich 2004, Godyak 2011]. D'autres méthodes existent afin de mesurer les fluctuations RF du potentiel plasma, notamment avec l'utilisation d'une sonde émissive [Lho *et al.* 2000].

#### Théorie de la sonde capacitive

La sonde capacitive est conçue comme un diviseur de tension capacitif et permet de s'affranchir de la composante continue du potentiel flottant du plasma. La figure 2.7 (a) représente le schéma électrique de la sonde plongée dans un plasma. Les capacités illustrées sur le schéma sont  $C_{sh}$ ,  $C_{pr}$  et  $C_{in}$ , respectivement la capacité de la gaine, de la sonde et celle interne au circuit de mesure. Les tensions  $V_1$  et  $V_2$  sont respectivement la tension des fluctuations RF et la tension mesurée sur l'oscilloscope. Ces deux tensions, en considérant le diviseur de tension capacitif, peuvent s'écrire, en fonction des capacités, de la manière suivante :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \quad (2.13)$$



**Figure 2.7** – a) Schéma électrique du pont capacitif diviseur de tension créé par la sonde capacitive avec  $C_{sh}$  la capacité de la gaine,  $C_{pr}$  la capacité de la sonde,  $C_{in}$  la capacité interne du circuit,  $V_1$  le potentiel flottant du plasma et  $V_2$  la tension mesurée sur l'oscilloscope et b) facteur multiplicateur  $(1 + C_{in}/C_{pr})$  en fonction de la fréquence mesurée.

avec les capacités définies dans notre circuit :

$$C_1 = \frac{C_{pr}C_{sh}}{C_{pr} + C_{sh}}, \quad (2.14)$$

$$C_2 = C_{in}. \quad (2.15)$$

Avec les équations (2.14) et (2.15), l'équation (2.13) peut s'écrire de la manière suivante

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\frac{C_{pr}C_{sh}}{C_{pr}+C_{sh}}}{\frac{C_{pr}C_{sh}}{C_{pr}+C_{sh}} + C_{in}}, \quad (2.16)$$

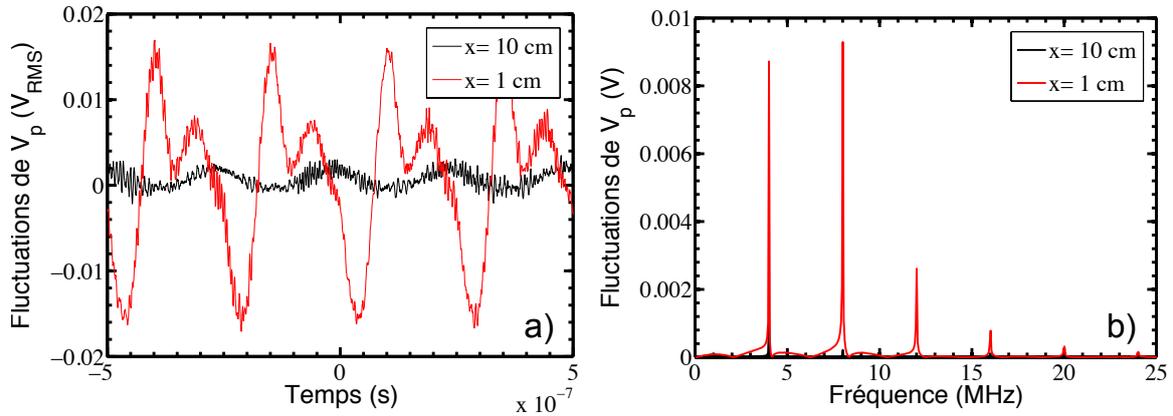
On peut alors écrire les variations du potentiel plasmas comme

$$V_1 = V_2 \left( 1 + \frac{C_{in}(C_{pr} + C_{sh})}{C_{pr}C_{sh}} \right). \quad (2.17)$$

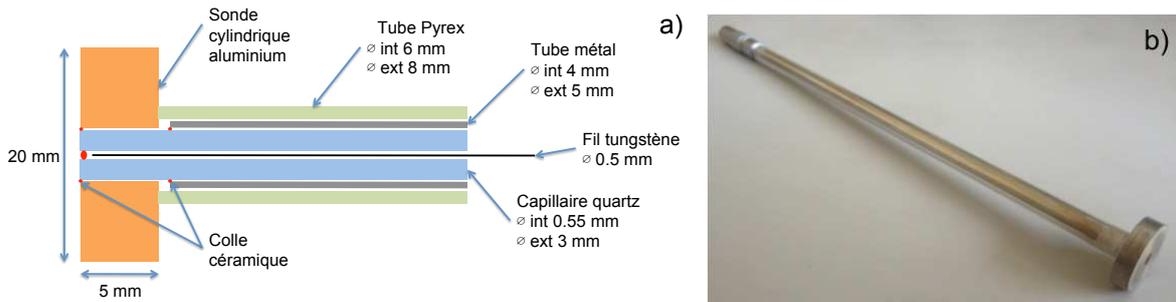
Le but de cette sonde est d'éviter la contribution de la capacité de la gaine. En effet, celle-ci change dès que les conditions expérimentales sont différentes. Ainsi, pour s'affranchir de la capacité de la gaine, celle-ci doit être très grande devant celle de la sonde. En supposant  $C_{sh} \gg C_{pr}$ , l'équation (2.17) peut s'écrire comme

$$V_1 \simeq V_2 \left( 1 + \frac{C_{in}}{C_{pr}} \right). \quad (2.18)$$

D'après l'équation (2.18), la valeur du potentiel mesurée est indépendante de  $C_{sh}$  et donc des conditions du plasma. Néanmoins, la sonde a besoin d'être calibrée préalablement afin de connaître le facteur  $(1 + C_{in}/C_{pr})$  en fonction de la fréquence. En effet, la réponse de la sonde de tension utilisée diminue avec l'augmentation de la fréquence bien que la bande passante



**Figure 2.8** – Mesure typique avec la sonde capacitive dans un plasma d'argon à 1 mTorr avec le champ magnétique Gaussien avec a) Fluctuations RF du potentiel plasma en fonction du temps et b) sa FFT (Fast Fourier Transform) pour la sonde positionnée en  $x = 1$  et 10 cm.



**Figure 2.9** – Sonde capacitive a) schématisée avec les différentes parties la composant et b) une photo de la sonde.

maximum soit de 500 MHz. Un générateur RF est utilisé pour calibrer le système, celui-ci est connecté directement sur la sonde en contact avec le plasma, la capacité de la gaine étant négligeable. Un signal sinusoïdale est envoyé par le générateur pour la fréquence d'excitation et ses harmoniques. Le rapport entre la tension du signal envoyé et du signal mesuré permet la mesure des coefficients  $(1 + C_{in}/C_{pr})$  pour chaque harmonique, représenté sur la figure 2.7 (b). Les figures 2.8 (a) et (b) représentent respectivement un signal typique mesuré sur l'oscilloscope et sa FFT (Fast Fourier Transform) une fois la sonde plongée dans le plasma. Depuis la FFT du signal mesuré en sortie de sonde, il est possible de mesurer indépendamment les différentes harmoniques et d'appliquer leur facteur multiplicateur respectif afin d'obtenir la contribution réelle de chacune d'elles.

### Dimensionnement de la sonde capacitive

Comme expliqué dans la section précédente, afin de s'affranchir de la capacité de la gaine, il est nécessaire que la capacité interne de la sonde soit très faible devant celle de la gaine se formant autour de la sonde. La géométrie de la sonde capacitive, représentée sur la figure 2.9, a donc été spécifiquement créée pour que  $C_{sh} \gg C_{pr}$ .

**Capacité de la gaine** La capacité de la gaine dépend de la surface de la sonde en contact avec le plasma ainsi que des paramètres du plasma. Les paramètres utilisés ici seront ceux où la capacité sera la plus petite, ainsi l'approximation  $C_{sh} \gg C_{pr}$  sera valide dans tous les cas.

La valeur de la capacité de la gaine se formant autour de la sonde peut être calculée avec la formule suivante [Lieberman and Lichtenberg 2005]

$$C_{sh} = \frac{\epsilon_0 A}{s}, \quad (2.19)$$

où  $A$  est la surface de la sonde,  $s = \sqrt{2}/3\lambda_{Ds}(2V_0/T_e)^{3/4}$  est la taille de la gaine calculée suivant la gaine de Child-Langmuir où  $\lambda_{Ds} = (\epsilon_0 T_e / en_s)^{1/2}$  est la longueur de Debye en lisière de gaine,  $V_0$  le potentiel de la sonde soit le potentiel flottant qui vaut  $V_f = -T_e \ln \sqrt{m_i / 2\pi m_e}$  [Lieberman and Lichtenberg 2005]. Il est alors possible d'écrire la capacité de la gaine comme

$$C_{sh} = \frac{\epsilon_0 A}{\frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{en_s}} \left(2 \ln \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}\right)^{3/4}}, \quad (2.20)$$

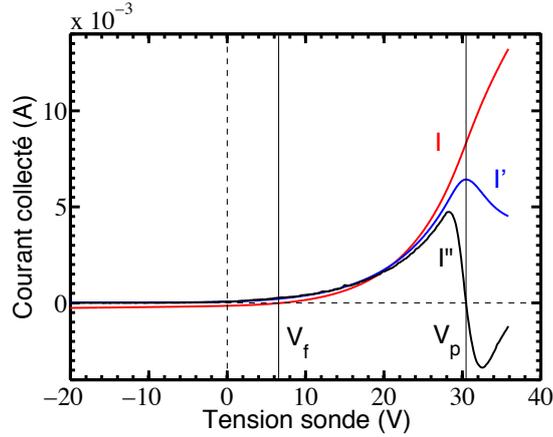
Avec les données de la sonde,  $A = 3,1 \times 10^{-2} \text{ m}^2$  et avec les résultats pour un plasma d'argon à 1 mTorr :  $n_s = 1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  et  $T_e = 10 \text{ eV}$ , il est possible de calculer la capacité de gaine qui vaut  $C_{sh} = 2,3 \times 10^{-11} \text{ F}$ .

**Capacité de la sonde** La capacité interne de la sonde est réalisée avec un tube en Quartz d'un rayon interne 0.55 mm et un rayon externe de 3 mm. A l'intérieur de ce tube en Quartz est inséré un fil de tungstène de 0.5 mm de diamètre. Autour de celui-ci est collé, au moyen d'une colle céramique, la sonde en contact avec le plasma. La capacité est réalisée entre la sonde et le fil de tungstène avec comme isolant le tube de quartz. Le fil de tungstène peut être déplacé afin de changer la longueur  $l$  de la capacité (cf. figure 2.9).

La capacité de la sonde est calculée au moyen de la formule de capacité cylindrique

$$C_{cyl} = 2\pi\epsilon_0\epsilon_r \frac{l}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}, \quad (2.21)$$

avec  $C_{cyl}$  la valeur de la capacité cylindrique,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\epsilon_r$  la permittivité relative du matériau diélectrique  $R_1$  et  $R_2$  respectivement les rayons des conducteurs internes et externes. Dans notre cas, le diélectrique utilisé est du quartz avec une permittivité relative de  $\epsilon_r = 5$ , la longueur de chevauchement entre le fil de tungstène et la sonde est de  $l = 3 \text{ mm}$



**Figure 2.10** – Caractéristique courant-tension de Langmuir avec la dérivée première et seconde.

et les rayons des conducteurs internes et externes sont respectivement de  $R_1 = 0.5$  mm et  $R_2 = 3$  mm. La valeur de la capacité de la sonde est alors de  $C_{pr} = 4,6 \times 10^{-13}$  F.

Finalement, en comparant les valeurs des deux capacités, la condition

$$C_{sh} (23 \text{ pF}) \gg C_{cyl} (0,46 \text{ pF}) \quad (2.22)$$

est respectée. La valeur de la capacité interne du circuit est évaluée à  $C_{in} = 100$  pF.

## 2.2.2 Sonde de Langmuir

La sonde de Langmuir est le diagnostic électrostatique le plus utilisé pour caractériser les plasmas depuis sa première utilisation par I. Langmuir dans les années 1920 [Langmuir and Mott-Smith 1924, Mott-Smith and Langmuir 1926]. Il s'agit d'une sphère ou d'un filament conducteur en contact direct avec le plasma et balayé en tension. Pour chaque tension appliquée, le courant collecté sur la sonde est mesuré. La caractéristique résultant de ce type de mesure est une caractéristique courant-tension de Langmuir. Dans cette section je décris le traitement classique en plasma électropositif des sondes de Langmuir. Dans la [section 2.3](#) je discute des challenges qu'implique des mesures dans les plasmas magnétisés RF et dans la [section 3.6](#) les problèmes rencontrés lors de mesures dans les plasmas électronégatifs.

### Caractéristique courant-tension d'une sonde de Langmuir

La caractéristique I-V (courant-tension), représentée sur la figure 2.10, d'une sonde de Langmuir peut être décrite qualitativement en fonction de son potentiel.

- Pour les potentiels très négatifs par rapport au potentiel plasma, une gaine se forme autour de la sonde qui repousse les électrons et accélère les ions positifs. Le courant de saturation des ions positifs est décrit par le flux de Bohm entrant dans la gaine  $J_{sat+} = Aen_+u_B$  où

$A$  est la surface de collection de la sonde,  $e$  est la charge élémentaire,  $n_{+s}$  la densité des ions positifs en lisière de gaine et  $u_B$  la vitesse de Bohm. La densité ionique positive peut être calculée à partir de cette expression. Cependant la surface de collection de la sonde  $A$  n'est égale à la surface de la sonde que dans le cas d'une sonde plane. Pour le cas des sondes sphériques ou cylindrique ce calcul rendu plus délicat par la formation de la gaine qui augmente cette surface.

- Lorsque le potentiel augmente, des électrons suffisamment énergétiques commencent à être collectés. La sonde atteint alors un potentiel où les courants des ions positifs et des électrons sont égaux. Ce potentiel est le potentiel flottant  $V_f$  du plasma, le potentiel où le courant collecté par la sonde est nul.
- Pour les potentiels compris entre le potentiel flottant et le potentiel plasma, les électrons suffisamment énergétiques pour franchir la gaine sont collectés. Les électrons étant animés d'une vitesse thermique  $v_{\text{the}} = \sqrt{8eT_e/\pi m_e}$ , ils sont alors être sélectionnés en énergie en fonction du potentiel de la sonde par rapport au potentiel plasma.
- En augmentant à nouveau le potentiel de la sonde, le potentiel plasma ( $V_p$ ) sera atteint. C'est le potentiel où la caractéristique I-V subit une inflexion, la dérivée première atteint un maximum et la dérivée seconde s'annule, indiquent que les électrons ne sont plus repoussés mais attirés par la sonde et les ions positifs repoussés. Il s'agit donc du potentiel auquel se positionne le plasma afin de confiner les électrons et permettre de les maintenir dans la décharge.
- Pour les potentiels supérieurs au potentiel plasma, la caractéristique devrait saturer car le courant électronique devrait être constant. Cependant, la gaine se formant autour de la sonde grandit et augmente la surface de collection des électrons : pour cette raison, la saturation n'est jamais atteinte.

Le courant électronique collecté par une sonde de Langmuir en fonction du potentiel qui lui est appliqué peut être déterminé par le flux d'électrons arrivant sur la sonde, qui vaut

$$I_e(V) = Ae\Gamma_e(V) = Ae\frac{1}{4}n(V)\bar{v}, \quad (2.23)$$

où  $V$  est le potentiel de la sonde,  $A$  est l'aire de la sonde,  $n(V)$  la densité électronique atteignant la sonde au potentiel  $V$  et  $\bar{v} = \sqrt{8eT_e/\pi m_e}$ . En faisant l'approximation que les électrons sont boltzmanniens, le courant arrivant sur la sonde en fonction de son potentiel  $V$  est défini par la relation de Boltzmann

$$n(V) = n_0 \exp\left(\frac{\phi}{T_e}\right), \quad (2.24)$$

où  $\phi$  est la différence de potentiel entre la région où la densité est égale à  $n$  et la région où elle est égale à  $n_0$ . Pour le cas spécifique de la sonde de Langmuir,  $n_0$  est la densité du coeur du plasma,  $n$  est la densité arrivant sur la sonde en supposant qu'il n'y a pas de perte dans la gaine  $n = n_s$  et  $\phi = V - V_p$ . Le courant électronique est alors défini comme

$$I_e(V) = Ae\frac{1}{4}\bar{v}n_0 \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right), V < V_p. \quad (2.25)$$

Le courant ionique est défini pour  $V < V_p$  par un flux de Bohm qui s'écrit

$$I_i = -A_i e n_s u_B, \quad (2.26)$$

où  $A_i$  est la surface effective de collection des ions,  $n_s$  est la densité en lisière de gaine et  $u_B = \sqrt{k_B T_e / M_i}$  est la vitesse de Bohm.

Avec une caractéristique I-V expérimentale et les équations précédentes, il est possible d'extraire les paramètres plasmas suivant :  $n_e$ ,  $T_e$  et  $n_+$ . Le potentiel flottant est facilement repérable, puisque c'est le potentiel où le courant circulant dans la sonde est nul. Le potentiel plasma est le potentiel où la caractéristique I-V subit une inflexion. Il peut être déterminé de plusieurs manières :

- en traçant les tangentes à l'I-V avant et après le point d'inflexion, leur point de concours donne le potentiel plasma,
- par le maximum de la dérivé première de la caractéristique I-V,
- avec l'annulation de la dérivée seconde de la caractéristique I-V.

La figure 2.10 montre le potentiel flottant et le potentiel plasma sur une caractéristique I-V ainsi que sur sa dérivé première et seconde. Dans l'appareil de sonde utilisé, les représentations des I-V se font en échelle semi-logarithmique comme expliqué à la 2.2.2. Cette représentation permet la localisation rapide du potentiel flottant où le courant tend vers  $-\infty$ .

Les paramètres plasmas peuvent être déterminés avec une simple caractéristique I-V. Cependant, les possibles structures dans les fonctions de distribution en énergie ne seront pas visibles.  $T_e$  est obtenue à partir de la différence entre le potentiel plasma et le potentiel flottant et  $n_e$  avec le courant au potentiel plasma.

Pour des mesures plus précises, l'accès à la Fonction de Distribution en Energie des Electrons est nécessaire comme expliqué ci-dessous.

### Fonction de distribution en énergie des électrons

Les électrons dans un plasma sont décrits par la Fonction de Distribution des Electrons (FDE)  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$  où  $\mathbf{r}$  est le vecteur de coordonnées spatiales et  $\mathbf{v}$  le vecteur vitesse au temps  $t$ . Cette description permet d'obtenir une distribution angulaire des vitesses. Pour un plasma dans lequel les électrons sont isotropes, cette distribution en angle est aussi isotrope : il est alors possible d'écrire  $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(t, \mathbf{r}, v)$  en prenant en compte que  $v = \sqrt{2\varepsilon/m}$  où  $\varepsilon$  est l'énergie cinétique électronique et  $m$  la masse des électrons. On peut alors relier la FDE à la Fonction de Distribution en Energie des Electrons (FDEE) par

$$F(t, \mathbf{r}, \varepsilon) = 4m^{-3/2} \sqrt{2\pi} \sqrt{\varepsilon} f\left(t, \mathbf{r}, \sqrt{2\varepsilon/m}\right), \quad (2.27)$$

Dans ce cas la même information est contenue dans  $f$  et  $F$  sur les caractéristiques des électrons parce que la distribution angulaire des électrons est la même dans toutes les directions. La fonction  $4m^{-3/2} \sqrt{2\pi} f(\varepsilon) = F(\varepsilon) / \sqrt{\varepsilon} \equiv f_p(\varepsilon)$  est souvent définie comme la Fonction de Probabilité en Energie des Electrons (FPPEE). La FPPEE permet dans une échelle

semi-logarithmique d'observer rapidement si la distribution est Maxwellienne puisqu'elle est linéaire dans cette représentation. A partir de la FPEE il est possible d'extraire la densité et la température électronique effective

$$n_e = \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} f_p(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.28)$$

$$T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} f_p(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty \varepsilon F(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.29)$$

ainsi que des fréquences de collisions électron-neutre élastiques, d'excitation et d'ionisation [Godyak and Demidov 2011].

La fonction distribution en énergie des électrons est représentée dans cette thèse comme la Fonction de Probabilité en Energie des Electrons. La FPEE est proportionnelle à la dérivée seconde de la caractéristique I-V pour les potentiels inférieurs au potentiel plasma. En considérant la méthode de Druyvensteyn [1930], la FPEE peut s'écrire [Godyak and Demidov 2011]

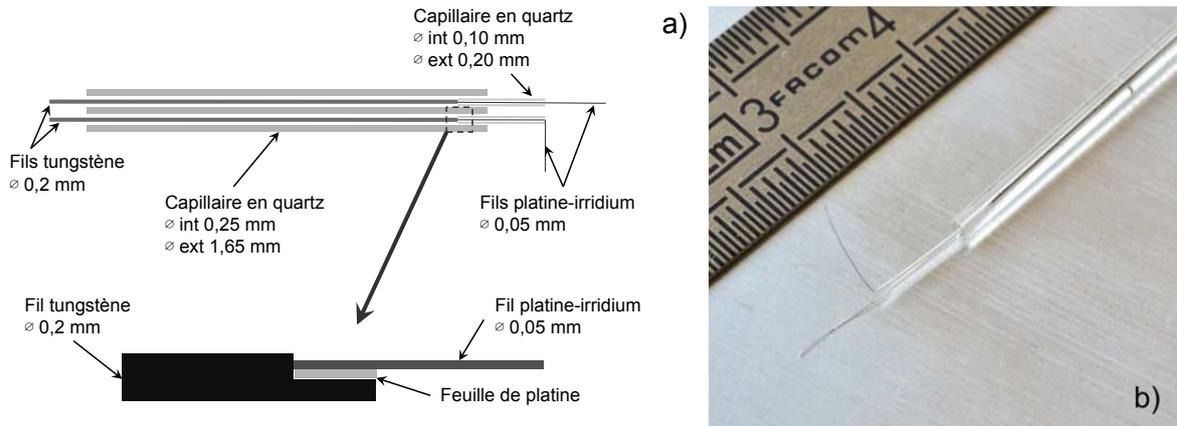
$$f(V) = \frac{2\sqrt{2m_e}}{e^{3/2}S} \frac{d^2I}{dV^2}, \quad (2.30)$$

où  $V$  est le potentiel de la sonde,  $m_e$  est la masse des électrons,  $e$  la charge élémentaire,  $S$  la surface de la sonde et  $I$  la courant collecté par la sonde. Au potentiel plasma, les électrons de toutes énergies sont collectés par la sonde, ainsi, le potentiel plasma correspond à l'énergie nulle pour la représentation de la FPEE. Les énergies de la FPEE augmentent avec la diminution du potentiel de la sonde car, comme expliqué dans la section précédente, les électrons sont y être discriminés en fonction de leur énergie. On récupère ainsi expérimentalement une distribution énergétique des électrons du plasma. Dans cette théorie, le courant  $I$  devrait être le courant électronique  $I_e = I - I_+$ , où  $I$  est le courant mesuré sur la sonde et  $I_+$  un courant ionique extrapolé depuis le courant de saturation. En plus de l'erreur introduite par la soustraction du courant ionique, la théorie derrière ce courant extrapolé est basé sur de nombreuses hypothèses. Ainsi la soustraction d'un courant ionique induit une erreur plus importante que la conservation du courant de sonde, en supposant que le courant ionique est négligeable dans la gamme de tension qui nous intéresse [Godyak *et al.* 1992].

### Géométrie de la sonde de Langmuir

La sonde de Langmuir doit obéir à certaines restrictions en taille et en orientation par rapport aux lignes de champ magnétique comme expliqué dans la [section 2.3](#).

Le schéma de la sonde est représenté sur la figure 2.11 (a). Les filaments de mesure de la sonde sont des fils de Platine-Iridium de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 6 mm de long. Les filaments de Platine-Iridium passent dans deux capillaires en quartz de 0,2 mm de diamètre extérieur afin de perturber le plasma au minimum. Ces deux capillaires sont ensuite insérés dans un tube en quartz de 1.7 mm de diamètre avec deux trous de 250  $\mu\text{m}$ . Les fils de Platine-Iridium sont soudés électriquement à des fils de tungstène de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre dans le tube en quartz.



**Figure 2.11** – a) Schéma et b) photo de la sonde de Langmuir designé et réalisé.

Deux filaments sont utilisés lors des mesures, un pour la mesure, l'autre comme référence afin de réduire le bruit sur la mesure et compenser la résistance du circuit.

Les matériaux utilisés sont très importants pour réaliser des mesures propres. Pour effectuer des mesures dans un plasma magnétisé, il est nécessaire que les matériaux ne soient ni sensibles au champ magnétique ni perturbateur. Le Pt-Ir est utilisé pour les filaments puisqu'il résiste au haut taux de gravure du  $\text{SF}_6$  comme expliqué à la [section 3.6.1](#) mais également parce qu'il est amagnétique. Il en est de même pour le tungstène, meilleur conducteur amagnétique.

Une photo de la sonde est représentée sur la figure 2.11 (b) qui montre la finesse de celle-ci. La sonde est réduite car elle est dépourvue de filtre RF, composé classiquement d'inductance en série pour filtrer la fréquence excitatrice ainsi que la 2<sup>ème</sup> harmonique. La source ICP possède un couplage purement inductif qui prévient les fluctuations du potentiel plasma. L'étude de ces fluctuations a été réalisée, décrite à la [section 2.3](#), et montre que les fluctuations RF sont suffisamment faibles pour s'affranchir du filtre passif présent habituellement dans les sondes de Langmuir utilisées dans les environnements RF [[Sudit and Chen 1994](#)].

### Système de mesure VGPS

Les mesures sont réalisées au moyen du VGPS Probe System de Plasma Sensors. Ce système utilise deux sondes, une pour la mesure et l'autre comme référence ce qui permet notamment de prendre en compte la résistance du circuit électrique et de réduire le bruit sur la mesure. La figure 2.12 montre l'interface utilisateur du VGPS, avec les paramètres réglables à gauche et en dessous des courbes. Les caractéristiques sont affichées directement pendant l'acquisition. Le logiciel permet de visualiser et enregistrer la caractéristique I-V (en rouge) sa dérivée première (en vert) et sa dérivée seconde (en blanc), représentées en échelle semi-logarithmique, avec une abscisse inversée afin de visualiser la forme de la fonction de distribution sur la dérivée seconde. La Fonction de Distribution en Energie des Electrons (FDEE) est tracée durant les acquisitions comme la Fonction de Probabilité en Energie des Electrons (FPPEE), directement

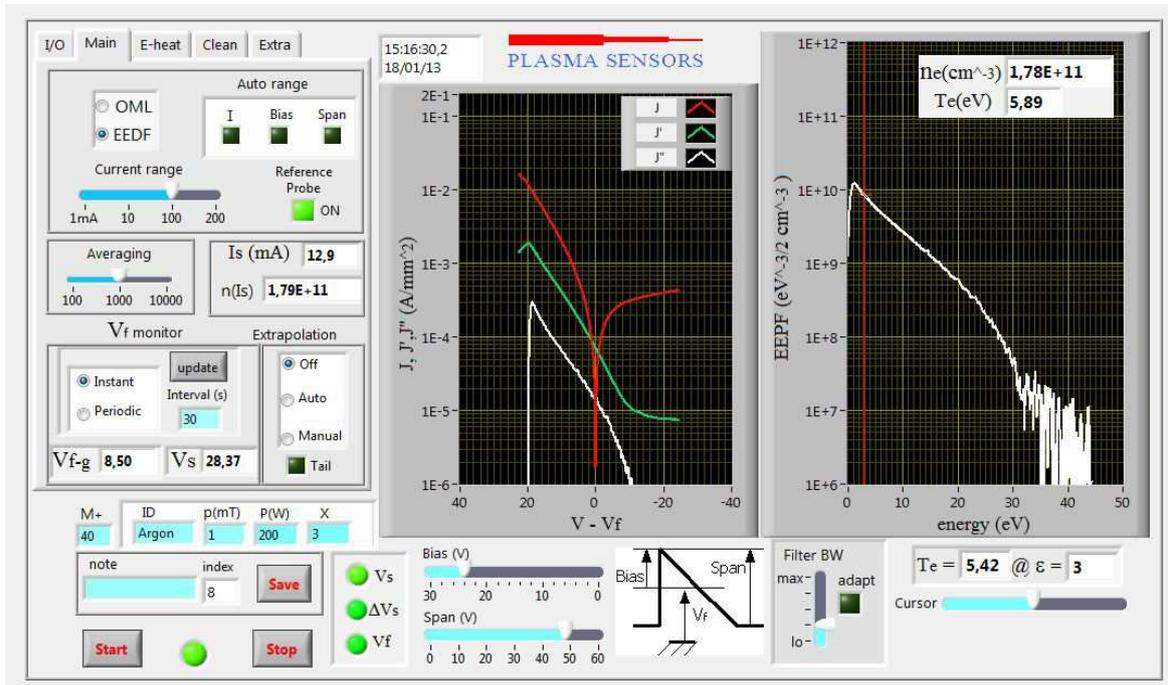


Figure 2.12 – Interface de mesure du système VGPS.

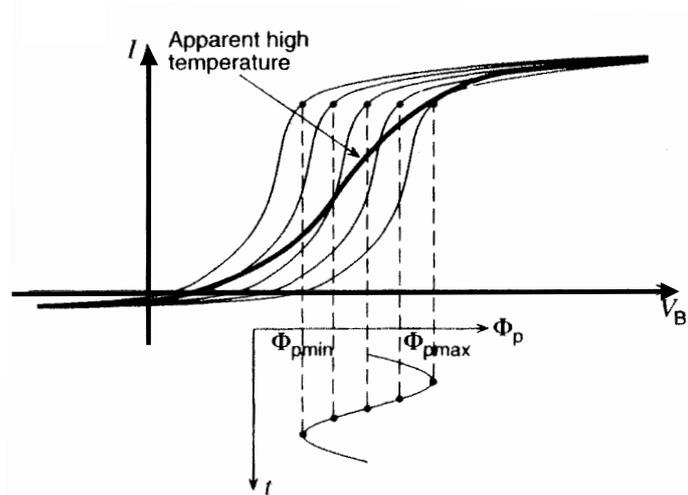
depuis la dérivée seconde de la caractéristique I-V en utilisant l'équation (2.30). La densité et la température électronique sont mesurées avec la FDEE en utilisant les équations (2.29) et (2.28). La densité électronique peut aussi être calculée à partir du courant au potentiel plasma ( $n(Is)$ ). Le potentiel flottant ( $V_{f-g}$ ) est déterminé par la sonde de référence et sert de potentiel nul pour la représentation des caractéristiques de la sonde (abscisse :  $V - V_f$ ). Le potentiel plasma ( $V_s$ ) est mesuré par l'annulation de la dérivée seconde.

## 2.3 Challenges pour des mesures correctes

Les sondes de Langmuir dans les plasmas ont été éprouvées, néanmoins il reste des conditions dans lesquelles les mesures sont problématiques. Effectuer des mesures dans des plasmas fortement magnétisés demeure difficile, de même pour les mesures sans filtre passif en présence de fluctuations RF du potentiel plasma [Braithwaite 1990]. La sonde de Langmuir et la source d'excitation ont donc été dimensionnées pour remédier à ces problèmes. D'autres challenges, principalement dus aux plasmas électronégatifs, sont décrits dans la section 3.6.

### 2.3.1 Fluctuations RF du potentiel flottant

Afin d'effectuer les mesures de sonde de Langmuir dans de bonnes conditions, il est nécessaire de vérifier que les fluctuations RF du potentiel plasma sont faibles. Lors du balayage en



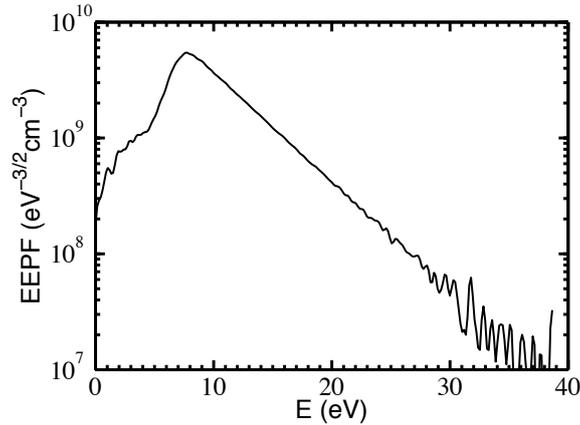
**Figure 2.13** – Effet des fluctuations RF du potentiel plasma sur une caractéristique I-V [Lieberman and Lichtenberg 2005].

tension, le potentiel plasma oscille avec la fréquence d'excitation RF ou de ses harmoniques supérieures. Ainsi, lorsque la durée de balayage est très grande devant la durée des fluctuations RF ( $t_{\text{bal}} \gg t_{\text{fluc}}$ ), la caractéristique courant-tension (I-V) de sonde de Langmuir est modifiée comme illustré dans la figure 2.13 [Lieberman and Lichtenberg 2005]. Ce type de fluctuations augmente artificiellement les températures électroniques sur les mesures de sonde de Langmuir. Une FPÉE obtenue dans les conditions de fortes fluctuations RF est représentée sur la figure 2.14. On constate que les paramètres plasmas sont difficilement exploitables depuis les mesures dans des environnements où les fluctuations RF sont importantes.

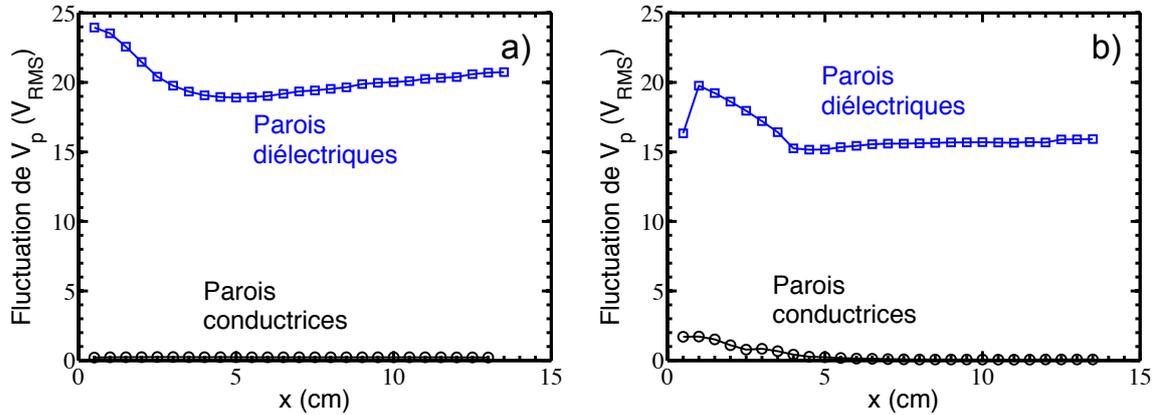
La sonde capacitive présentée dans la sous-section 2.2.1 sera utilisée pour effectuer les mesures. Celles-ci seront effectuées sans et avec champ magnétique gaussien centré en 7,5 cm. Des mesures ont été réalisées avec et sans les parois diélectriques afin de voir l'influence de la propriété des parois sur les fluctuations du potentiel plasmas. Une étude en pression a également été réalisée.

### Evolution de la boîte d'accord

Les figures 2.15 (a) et (b) représentent les fluctuations RF du potentiel plasma à 4 MHz (fondamentale) pour les parois diélectriques et conductrices respectivement sans et avec champ magnétique. Dans les deux cas, les fluctuations avec les parois diélectriques sont très importantes, entre 24 et 18  $V_{\text{RMS}}$  sans champ magnétique et entre 20 et 15  $V_{\text{RMS}}$  avec champ magnétique, comparées au cas avec les parois conductrices où les fluctuations sont toujours inférieures à 2  $V_{\text{RMS}}$ . La FPÉE représenté sur la figure 2.14 est obtenue pour les parois diélectriques avec 15  $V_{\text{RMS}}$  de fluctuations RF.



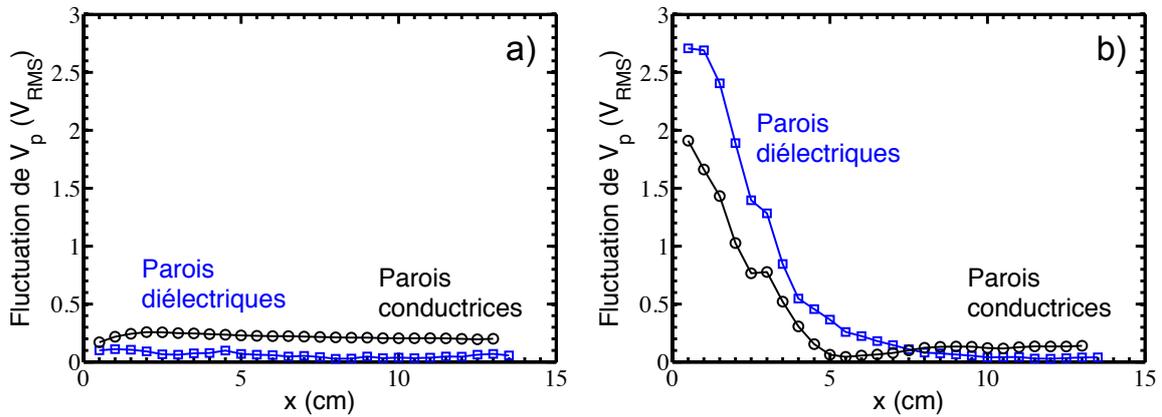
**Figure 2.14** – Fonction de distribution avec des fluctuations RF de l'ordre de 20 V en SF<sub>6</sub> avec champ magnétique Gaussien centré à 7,5 cm à une pression de 1 mTorr.



**Figure 2.15** – Mesure des fluctuations RF en fonction de la distance à la fenêtre en céramique avec la première version de la boîte d'accord avec les parois conductrices et diélectriques a) sans champ magnétique et b) avec champ magnétique Gaussien centré à 7,5 cm.

Les mesures avec les parois diélectriques sont réalisées pour évaluer les densités de plasmas devant les grilles et déterminer les caractéristiques des grilles nécessaires à un faisceau focalisé en sortie. Pour ce faire, la boîte d'accord a été modifiée par Lara Popelier [2012] afin de diminuer les fluctuations du potentiel plasma. Pour cela, une capacité a été rajoutée pour dissymétriser la tension dans la bobine. La figure 2.16 (a) et (b) montrent les mesures identiques avec la boîte d'accord modifiée : on constate que les résultats avec et sans Pyrex sont équivalents.

Selon le type de parois, conductrices ou diélectriques, il semble que les fluctuations RF du potentiel plasma se développent différemment. Avec des parois diélectriques, le plasma semble plus sensible au couplage capacitif qu'avec des parois conductrices, probablement à cause de l'augmentation de l'impédance entre le plasma et les murs diélectriques du réacteur [Godyak



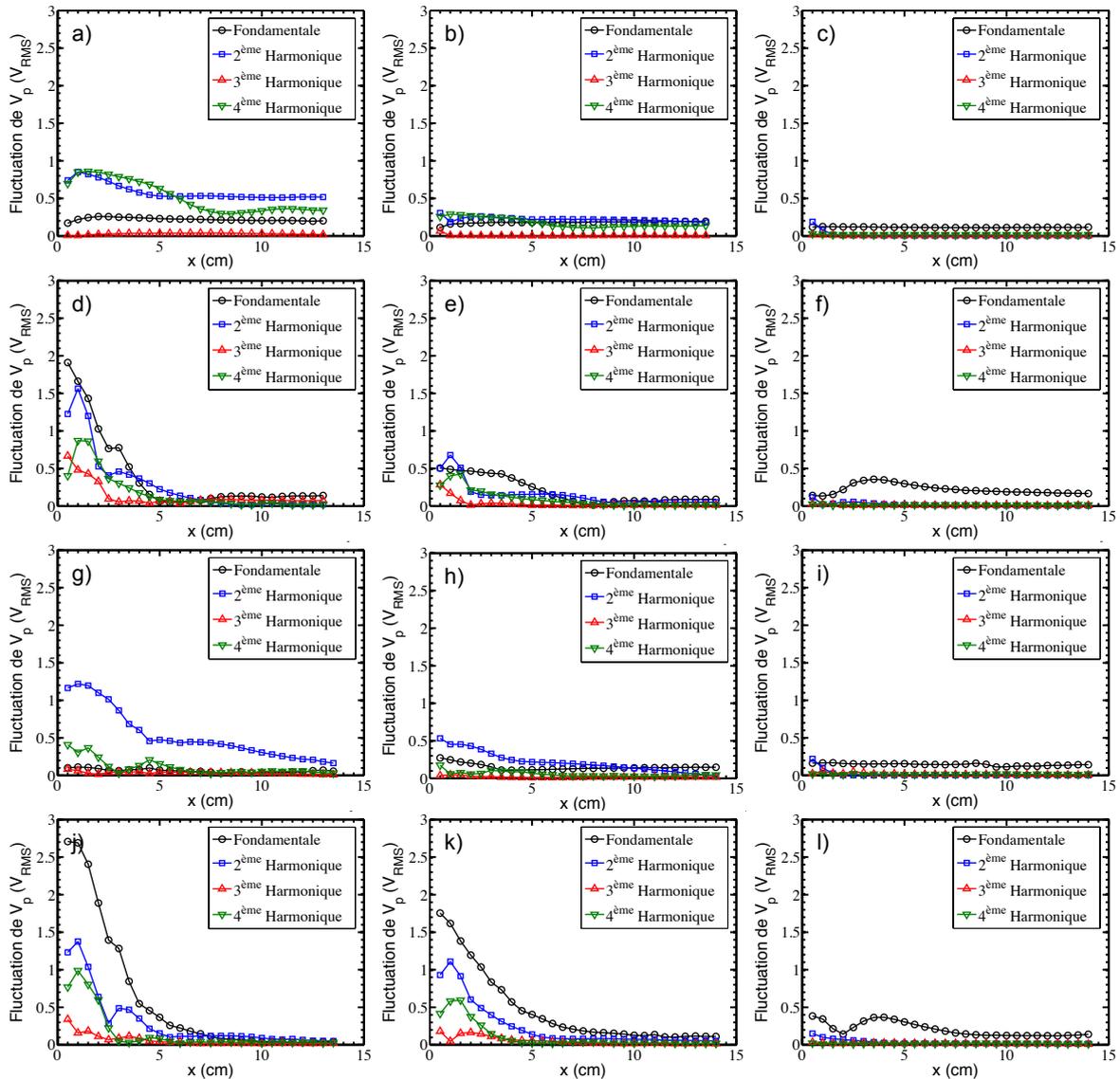
**Figure 2.16** – Mesure des fluctuations RF en fonction de la distance à la fenêtre en céramique avec la deuxième version de la boîte d’accord avec les parois conductrices et diélectriques a) sans champ magnétique et b) avec champ magnétique Gaussien centré à 7,5 cm.

*et al.* 1999]. Les fluctuations peuvent aussi être modifiées avec la symétrisation de la tension dans la bobine et la re-localisation de la masse virtuelle de la bobine excitatrice au centre de celle-ci. La nouvelle boîte d’accord réalisée est celle utilisée pour obtenir les résultats de ma thèse.

### Evolution des fluctuations en fonction de la pression

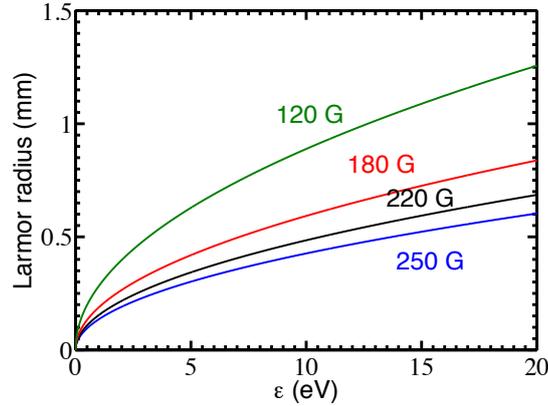
Une étude en fonction de la pression a été réalisée pour le propulseur en aluminium (parois conductrices) et celui en Pyrex (parois diélectrique). Les pressions utilisées sont 1, 10 et 100 mTorr afin de constater l’évolution des 4 premières harmoniques (4, 8, 12 et 16 MHz). L’intérêt de distinguer les différentes harmoniques est principalement de caractériser le couplage ICP. En effet, la première harmonique (fondamentale) est caractéristique du couplage capacitif. L’origine des autres harmoniques est moins évidente et semble due à des effets non linéaires causés par la force de Lorentz dans l’épaisseur de peau [Godyak and Kolobov 1998, Godyak 2003].

**Parois conductrices** Les figures 2.17 (a), (b) et (c) représentent l’évolution des quatre premières harmoniques en fonction de la distance à la fenêtre en céramique, sans champ magnétique, avec des pressions de respectivement 1, 10 et 100 mTorr. On constate que pour une pression de 1 mTorr la seconde et la quatrième harmoniques ont quasiment les mêmes valeurs, toujours inférieures à  $1 V_{RMS}$  et supérieures à la fondamentale, constante autour  $0,3 V_{RMS}$ . La troisième harmonique est quasi-nulle. Lorsque la pression augmente, pour 10 mTorr la seconde et la quatrième harmoniques semblent s’amortir alors que la fondamentale reste autour de  $0,3-0,2 V_{RMS}$ . Ainsi, pour une pression de 100 mTorr, la fondamentale est supérieure aux autres harmoniques autour de  $0,2-0,1 V_{RMS}$ .



**Figure 2.17** – Mesures des quatre premières harmoniques des fluctuations RF en fonction de la distance à la fenêtre en céramique avec les parois conductrices sans champ magnétique à une pression de a) 1 mTorr, b) 10 mTorr et c) 100 mTorr, avec les parois conductrices avec champ magnétique Gaussien à une pression de d) 1 mTorr, e) 10 mTorr et f) 100 mTorr, avec les parois diélectriques sans champ magnétique à une pression de g) 1 mTorr, h) 10 mTorr et i) 100 mTorr, avec les parois diélectriques avec champ magnétique Gaussien à une pression de j) 1 mTorr, k) 10 mTorr et l) 100 mTorr.

Les figures 2.17 (d), (e) et (f) représentent l'évolution des quatre premières harmoniques en fonction de la distance à la fenêtre en céramique, avec champ magnétique gaussien centré à 7,5 cm, avec des pressions de respectivement 1, 10 et 100 mTorr. On constate pour 1 mTorr que les fluctuations sont importantes entre 0,5 et 5 cm de la bobine, puis restent constantes et inférieures à  $0,2 V_{RMS}$ . La fondamentale est légèrement supérieure avec un maximum

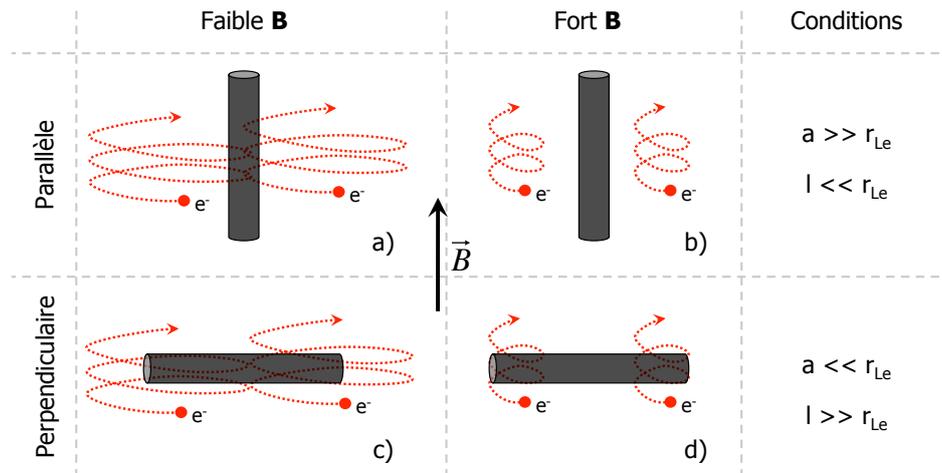


**Figure 2.18** – Evolution du rayon de Larmor en fonction de l'énergie des électrons pour des intensités de champ magnétique de 250, 220, 180 et 120 G.

de  $2 V_{\text{RMS}}$ , la seconde harmonique avec un maximum de  $1,5 V_{\text{RMS}}$ , la quatrième avec un maximum de  $0,9 V_{\text{RMS}}$  et enfin la troisième avec un maximum de  $0,7 V_{\text{RMS}}$ . Lorsque la pression augmente, comme dans le cas sans aimant, les fluctuations s'amortissent pour avoir un maximum à  $0,7 V_{\text{RMS}}$  pour la seconde harmonique à 10 mTorr et  $0,5 V_{\text{RMS}}$  pour la fondamentale à 100 mTorr.

**Parois diélectriques** Les figures 2.17 (g), (h) et (i) représentent l'évolution des quatre premières harmoniques en fonction de la distance à la fenêtre en céramique, sans champ magnétique, avec des pressions de respectivement 1, 10 et 100 mTorr. On constate pour une pression de 1 mTorr, seule la seconde harmonique domine avec un maximum de  $1,3 V_{\text{RMS}}$  alors que les trois autres harmoniques sont inférieures à  $0,5 V_{\text{RMS}}$ . Comme précédemment, plus la pression augmente plus les fluctuations s'amortissent pour être inférieures à  $0,5 V_{\text{RMS}}$  pour 10 mTorr et inférieures à  $0,3 V_{\text{RMS}}$  pour 100 mTorr.

Les figures 2.17 (j), (k) et (l) représentent l'évolution des quatre premières harmoniques en fonction de la distance à la fenêtre en céramique avec champ magnétique gaussien centré à 7,5 cm avec des pressions de respectivement 1, 10 et 100 mTorr. Pour 1 mTorr, la fondamentale domine avec un maximum à  $2,7 V_{\text{RMS}}$ . Viennent ensuite la seconde et la quatrième harmoniques avec des maxima respectifs de  $1,5$  et  $1 V_{\text{RMS}}$ , et enfin la troisième avec un maximum de  $0,4 V_{\text{RMS}}$ . Comme observé précédemment, les fluctuations s'amortissent avec l'augmentation de la pression.



**Figure 2.19** – Schema descriptif d’une sonde de Langmuir plongée a) et b) parallèlement et c) et d) perpendiculairement au champ magnétique dans un plasma a) et c) faiblement magnétisé et b) et d) fortement magnétisé.

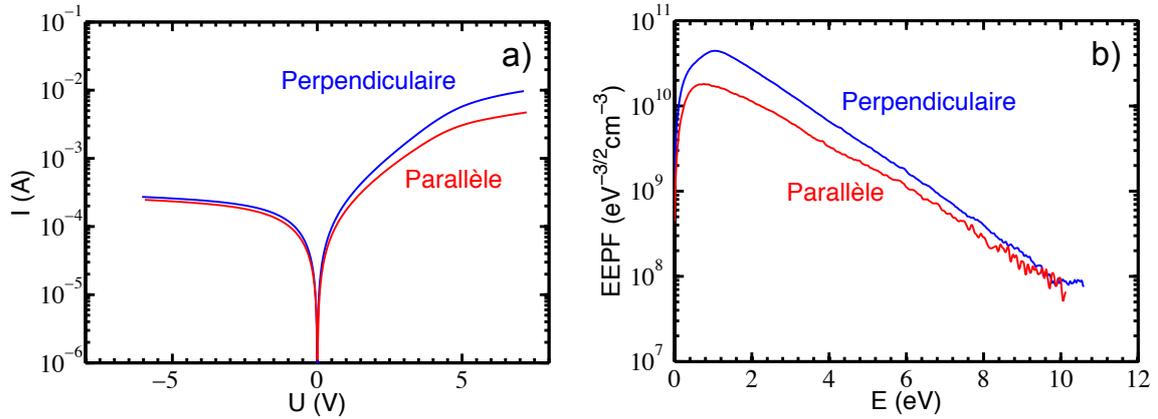
### 2.3.2 Sonde de Langmuir dans les plasmas magnétisés

#### Théorie des sondes de Langmuir dans plasmas magnétisés

Les champs magnétiques appliqués aux plasmas induisent des anisotropies. En effet, comme expliqué à la [section 1.3](#), le champ magnétique piège les électrons autour de ses lignes de champ avec un certain rayon de Larmor  $r_{Le}(\varepsilon, |B|)$  représenté sur la figure 2.18 pour plusieurs valeurs de champ magnétique utilisés par la suite en fonction de l’énergie des électrons. La diffusion des électrons n’est plus isotrope mais différenciée entre parallèle et perpendiculaire aux lignes de champ. Afin d’utiliser la théorie classique des sondes de Langmuir malgré le champ magnétique, des restrictions sur l’orientation et la taille de la sonde sont nécessaires.

La figure 2.19 illustre l’importance du sens du filament de mesure par rapport à l’orientation du champ magnétique et de sa force [[Kagan and Perel 1964](#), [Godyak and Demidov 2011](#)]. Si la mesure est effectuée parallèlement aux lignes de champ (figure 2.19 (a) et (b)), si le champ augmente, le courant collecté sur la sonde diminue. Les mesures réalisées le long des lignes de champ collectent donc plus efficacement les électrons de hautes énergies (avec un grand rayon de Larmor) que les électrons faiblement énergétiques. Pour éviter ce problème il faut que le diamètre de la sonde soit plus grand que le rayon de Larmor des électrons ( $a \gg r_{Le}$ ). Par contre, si la mesure est effectuée perpendiculairement au champ magnétique (figure 2.19 (c) et (d)), le courant collecté sur la sonde lorsque le champ magnétique augmente est toujours quasiment constant dans la condition où la longueur de la sonde est plus grande que le rayon de Larmor des électrons ( $l \gg r_{Le}$ ).

Comme expliqué à la [section 1.3](#), la diffusion des électrons n’est plus isotrope dans un plasma magnétisé, mais plus importante le long des lignes de champ que perpendiculairement  $D_{\parallel} \gg D_{\perp}$ . Ainsi, les électrons collectés par la sonde ne pourront être remplacés à cause de



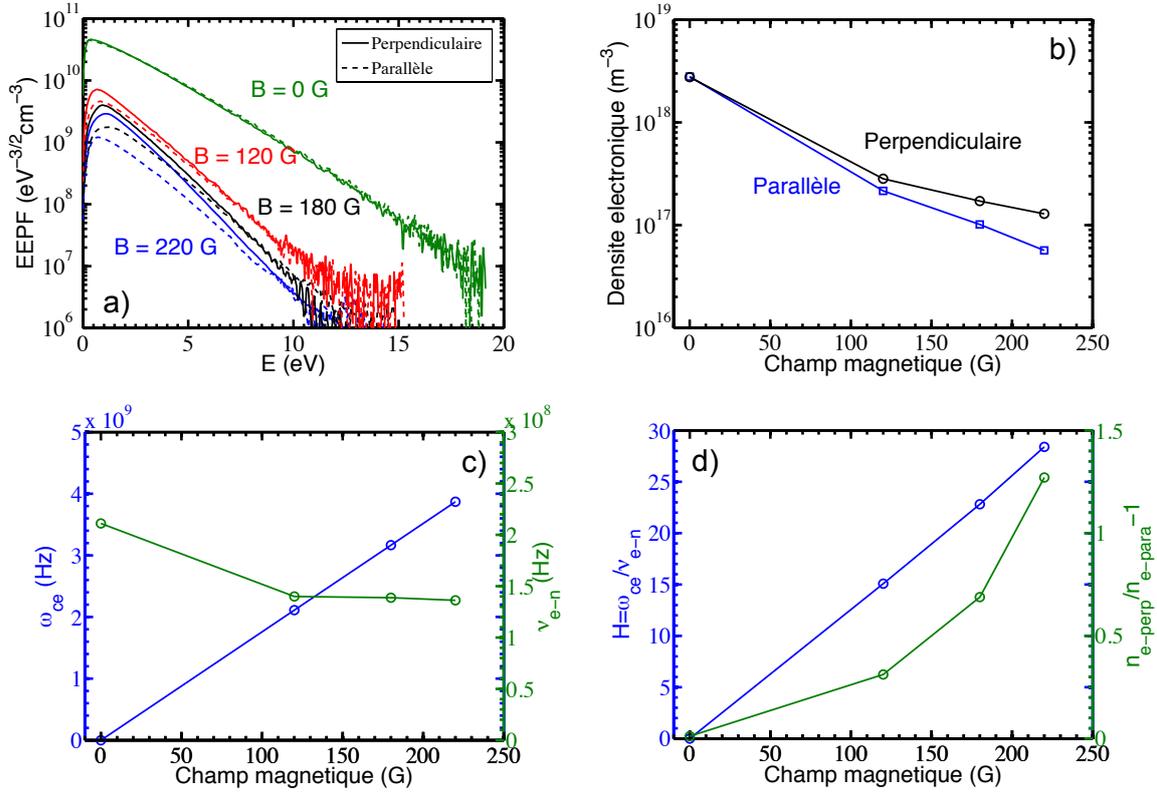
**Figure 2.20** – Mesure de l’influence de l’orientation du filament parallèle et perpendiculaire a) sur la caractéristique I-V et b) sur la fonction de probabilité en énergie des électrons à 3,5 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma d’argon à 50 mTorr et le champ magnétique constant d’intensité 250 G.

leur faible diffusion au travers du champ magnétique. Le courant sur la sonde ne sera pas constant et diminuera en fonction du temps. Afin de limiter cet effet, la taille de la sonde a un rôle primordial. Pour des mesures parallèles,  $l \ll r_{Le}$  et  $a \gg r_{Le}$ , et pour des mesures perpendiculaires au champ magnétique,  $l \gg r_{Le}$  et  $a \ll r_{Le}$ .

### Mesures de sondes de Langmuir dans les plasmas magnétisés

Pour étudier l’effet de l’orientation du filament de mesure, des mesures de sonde de Langmuir ont été réalisées dans notre plasma magnétisé avec le filament orienté parallèlement puis perpendiculairement aux lignes de champ magnétique. Des mesures de sonde de Langmuir ont déjà été réalisées dans les plasmas magnétisés pour observer l’anisotropie des FDEE dans une décharge magnétron [Passoth *et al.* 1997 1999]. L’étude a porté sur l’effet de l’anisotropie sur les mesures de densité en fonction la taille de la sonde par rapport à la pression et à la valeur du champ magnétique, mais pas directement sur l’orientation du filament de mesure sur les FDEE.

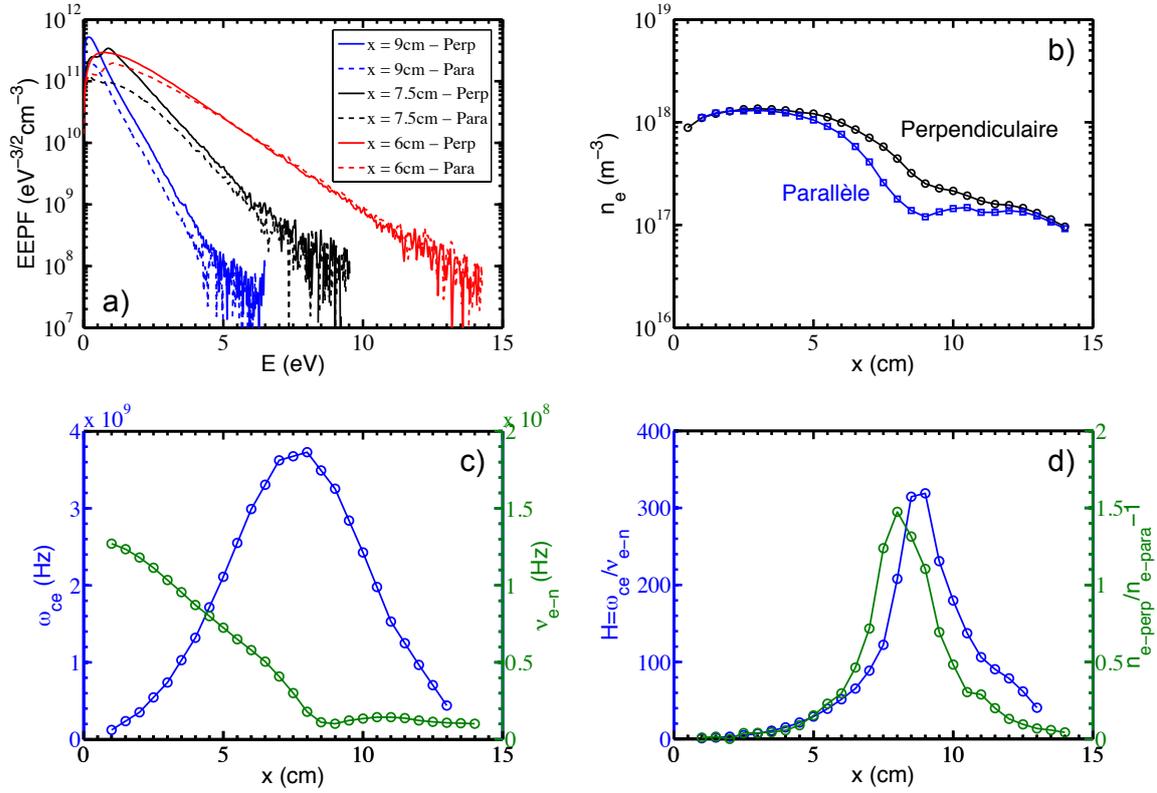
**Etude dans le champ magnétique constant** En premier lieu, les mesures ont été réalisées avec la configuration de champ magnétique constante afin de s’affranchir de l’effet des gradients de champ magnétique et de température électronique. Les figures 2.20 (a) et (b) représentent les caractéristiques I-V et les FDEE à 3,5 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma d’argon à 50 mTorr. On constate que sur la figure 2.20 (a) le courant de saturation électronique est modifié d’un facteur deux entre la mesure parallèle et la mesure perpendiculaire alors que le courant de saturation ionique est quasiment identique. La figure 2.20 (b) indique que les électrons de faible énergie semblent collecter moins efficacement que ceux de haute énergie. Comme prévu par la théorie, il semble que la direction de mesure influe



**Figure 2.21** – Mesure de l’influence de l’orientation du filament parallèle et perpendiculaire a) sur la fonction de probabilité en énergie des électrons b) sur la densité électronique, comparé à c) la fréquence cyclotronique électronique et la fréquence de collision électron-neutre et d) au paramètre de Hall et le ratio de densité mesuré perpendiculairement et parallèlement au ligne de champ en fonction de l’intensité du champ magnétique constant à  $x = 4$  cm de la fenêtre en céramique.

sur la collection des électrons dans un plasma magnétisé. Les électrons moins énergétiques ont des rayons de Larmor plus petits : ils sont ainsi plus difficilement collectés par la sonde parallèle aux lignes de champ.

Pour mettre en évidence l’effet du champ magnétique, une étude en fonction de l’intensité du champ magnétique constant a été réalisée. La figure 2.21 (a) représente les FDEE obtenues à  $x = 4$  cm de la fenêtre en céramique pour différentes valeurs de champ magnétique,  $B = 0$ , 120, 180 et 220 G, pour le filament de mesure orienté perpendiculairement et parallèlement au champ magnétique. On constate sur les FPEE que la diminution des électrons de faibles énergies est toujours plus accentuée que celle des électrons de hautes énergies. Il semble aussi que la dépopulation pour les mesures parallèles soit d’autant plus marquée que le champ magnétique est fort, pour la mesure en l’absence de champ, les deux FDEE se superposent parfaitement. La figure 2.21 (b) représente les densités issues de l’intégration des FDEE. On constate que, plus le champ magnétique augmente, plus l’écart entre les densités mesurées parallèlement et perpendiculairement au champ magnétique sont différentes. Afin de mieux



**Figure 2.22** – Mesure de l’influence de l’orientation du filament parallèle et perpendiculaire a) sur la fonction de probabilité en énergie des électrons b) sur la densité électronique, comparé à c) la fréquence cyclotronique électronique et la fréquence de collision électron-neutre et d) au paramètre de Hall et le ratio de densité mesuré perpendiculairement et parallèlement au ligne de champ en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour un plasma d’argon à 20 mTorr et le champ magnétique Gaussien de 245 G centré en 7,5 cm.

comprendre l’effet du champ magnétique, la figure 2.21 (c) représente les fréquences cyclotroniques électroniques et les fréquences de collision électron-neutre en fonction du champ magnétique appliqué. Les fréquences de collisions ont été déterminés à partir des mesures de Lister *et al.* [1996]. Ces fréquences permettent de tracer le paramètre de Hall représenté sur la figure 2.21 (d) avec le ratio entre la densité mesurée parallèlement et perpendiculairement au champ magnétique. On constate que le paramètre de Hall croît avec l’augmentation du champ magnétique : en effet, celui-ci est un indicateur de la magnétisation du plasma. Comme observé précédemment, le ratio de densité croît avec l’augmentation de la valeur du champ magnétique. D’après ces valeurs, la relation entre la magnétisation du plasma ( $H$ ) et l’écart de densité n’est pas linéaire.

**Etude dans le champ magnétique Gaussien** L’intensité du champ magnétique ayant une nette influence sur les mesures, une série de mesures en fonction de la distance à la bobine

a été réalisée et représentée sur la figure 2.22 pour une pression de 20 mTorr avec le champ magnétique Gaussien centré en 7,5 cm. La figure 2.22 (a) représente les FPEE à  $x = 6, 7,5$  et 9 cm, soit sur le gradient positif, respectivement au maximum et sur le gradient négatif du champ magnétique. On constate que l'effet semble identique avec le champ magnétique constant, seul les faibles énergies sont dépeuplées. Pour  $x = 9$  cm, la température électronique est telle que les électrons sont très peu énergétiques, il semble que toutes les énergies soient dépeuplées de la même manière, mais comme observé sur les FPEE à  $x = 7,5$  et 9 cm seules les énergies inférieures à 4 eV semblent se dépeupler. La figure 2.22 (b) représente les densités électroniques en fonction de l'orientation du filament de mesure. On constate que les densités pour les mesures parallèles ont un écart aux densités parallèles plus important entre  $x = 5$  et 12 cm, correspondant à un champ magnétique supérieur à 100 G d'après la figure 2.4. De la même manière que pour le champ constant précédemment, les fréquences cyclotroniques électroniques et les fréquences de collisions électron-neutre sont représentées sur la figure 2.22 (c). Celles-ci permettent le calcul du facteur de Hall représenté sur la figure 2.22 (d) avec le ratio entre la densité électronique mesurée perpendiculairement et parallèlement. On constate que la forme entre les deux facteurs est la même, seul le maximum est décalé de 0,5 à 1 cm. Ce décalage peut être causé par l'effet des gradients de température électronique et de champ magnétique.

Ces mesures ont permis de mettre en évidence que l'orientation du filament de mesure dans un plasma magnétisé a réellement une importance sur la FPEE et la densité électronique. Il semblerait que les électrons de faibles énergies, qui ont donc un petit rayon de Larmor, sont plus difficilement collectés par la sonde comme attendu par la théorie. La comparaison avec le paramètre de Hall a permis de mettre en évidence une relation, qui ne semble pas linéaire, mais qui néanmoins relie l'écart entre les densités mesurées perpendiculairement et parallèlement. De plus un possible effet des gradients de température électronique ou de champ magnétique a été mis en évidence. Il sera donc nécessaire de faire plus ample expérience afin de confirmer cet effet.

### 2.3.3 Conclusion

D'après Kagan and Perel [1964], Godyak and Demidov [2011], les mesures dans un plasma magnétisé sont réalisables en utilisant la théorie classique seulement dans certaines conditions. Les meilleures conditions dans le cas d'un plasma fortement magnétisé est d'effectuer les mesures perpendiculairement aux lignes de champ magnétique en respectant les critères suivants  $a \ll r_{Le}$  et  $l \gg r_{Le}$ . Durant ma thèse, les mesures seront toutes réalisées perpendiculairement aux lignes de champ magnétique (le long de  $x$ ). Afin de pouvoir utiliser la théorie classique des sondes de Langmuir, il est aussi nécessaire que le diamètre de la sonde soit inférieur au rayon Larmor des électrons. Or, dans le pire scénario, le rayon de Larmor vaut  $r_{Le} = \bar{v}_e / \omega_{ce} \simeq 0,1$  mm pour des valeurs de  $T_e = 0,5$  eV et de  $B = 250$  G. La géométrie de la sonde a donc été réalisée en accord avec ces mesures critiques.

L'étude des fluctuations du potentiel plasma en fonction des conditions d'utilisation de la sonde de Langmuir a permis de déterminer si un filtre passif était nécessaire dans la sonde.

D'après les figures 2.17, on constate que les fluctuations sont toujours inférieurs à la température électronique mesurée à la même position. Ainsi,  $V_{\text{RF,RMS}} < T_e$  est le critère qui permet de s'affranchir du filtre passif dans une sonde de Langmuir [Godyak *et al.* 1999]. L'absence de ce filtre passif permet de faire une sonde plus petite et donc moins intrusive.

## Chapitre 3

# Sonde de Langmuir dans les gaz électronégatifs

### Sommaire

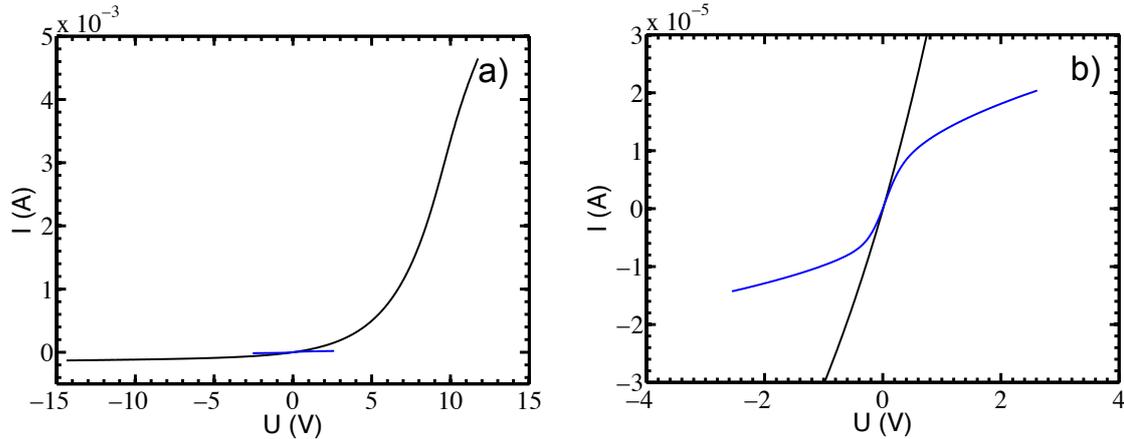
---

<b>2.1</b>	<b>L'expérience PEGASES</b>	<b>23</b>
2.1.1	Géométrie du réacteur	23
2.1.2	L'étage d'ionisation	25
2.1.3	Système de pompage et injection du gaz	27
2.1.4	Configurations de champ magnétique	29
<b>2.2</b>	<b>Diagnostics électrostatiques</b>	<b>32</b>
2.2.1	Sonde flottante capacitive	32
2.2.2	Sonde de Langmuir	36
<b>2.3</b>	<b>Challenges pour des mesures correctes</b>	<b>41</b>
2.3.1	Fluctuations RF du potentiel flottant	41
2.3.2	Sonde de Langmuir dans les plasmas magnétisés	47
2.3.3	Conclusion	51

---

Cette partie est dédiée à l'étude d'un plasma électronégatif avec une sonde de Langmuir. Deux méthodes d'analyse des caractéristiques I-V ont ainsi été développées. L'une d'elle est publiée dans [Bredin \*et al.\* \[2013\]](#) et l'autre, en cours de rédaction, sera publiée à la suite de ma thèse.

Dans un plasma électronégatif, les particules chargées négativement ne sont plus simplement des électrons, mais aussi des ions négatifs. Comme expliqué dans le [chapitre 1](#), des grandeurs physiques dans les plasmas changent lorsque des ions négatifs sont créés (vitesse de Bohm, longueur de Debye, etc.) et deviennent dépendantes de deux paramètres :  $\alpha = n_-/n_e$  et  $\gamma = T_e/T_-$ . La grande difficulté est alors de déterminer les paramètres des ions négatifs  $n_-$  et  $T_-$  en fonction du degré d'électronégativité.



**Figure 3.1** – Caractéristiques courant tension dans un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 5 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma électronégatif en noir et à 11 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma ion-ion en bleu

### 3.1 Caractéristiques de sonde de Langmuir

Les caractéristiques de sonde de Langmuir dans les plasmas électronégatifs, en fonction des conditions de plasma, peuvent avoir deux formes : symétrique ou non-symétrique. Dans ce manuscrit un plasma électronégatif sera défini comme un plasma où la dynamique des charges négatives est assurée principalement par les électrons (I-V non-symétrique) en opposition avec plasma ion-ion qui signifiera que la dynamique des charges négatives est assurée par les ions négatifs (I-V symétrique). Néanmoins, un plasma ion-ion possède encore des électrons mais en infime quantité.

Depuis des caractéristiques non-symétriques, il est possible d'extraire la densité et la température électronique car, dans ce cas, les caractéristiques de Langmuir sont dominées par les électrons et les courbes peuvent être traitées de manière "classique" (type électropositive). Par contre, lorsque les caractéristiques sont symétriques, la dynamique des particules chargées négativement est régit par les ions négatifs : il est alors difficile d'accéder simplement aux densités électroniques. L'extraction des paramètres des ions négatifs est très dépendante des conditions du plasma. Deux modèles existent et seront détaillés par la suite, ceux-ci permettent d'accéder à la densité des ions négatifs et parfois à la température des ions négatifs.

Les deux modèles développés durant ma thèse permettent d'extraire les densités des ions positifs et négatifs et des électrons dans toutes les conditions d'électronégativité pour nos régimes de pressions. Un des modèles permet d'extraire la température des ions positifs et négatifs ainsi que des électrons dans les conditions de plasma ion-ion.

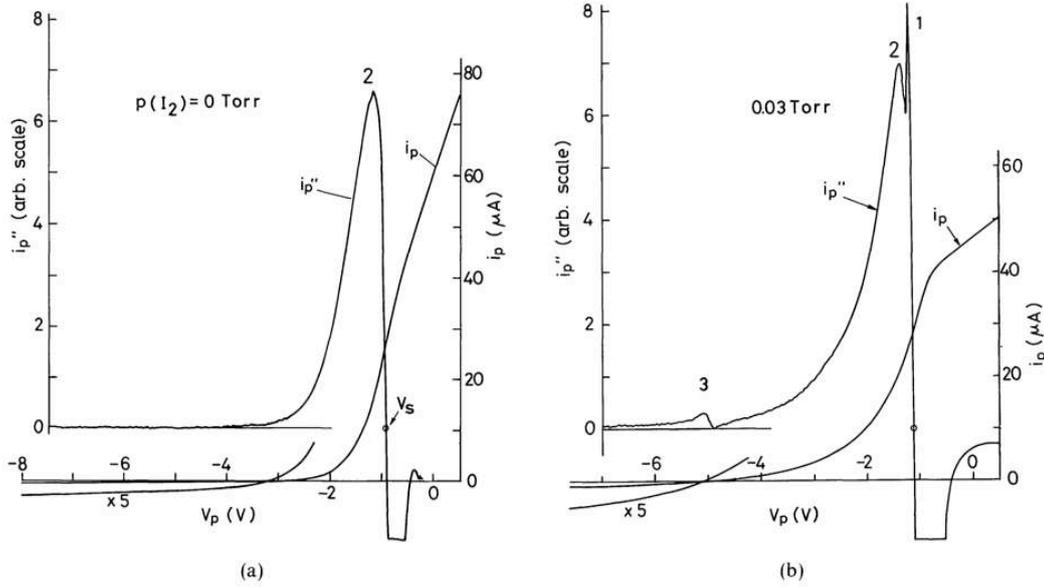
### 3.1.1 Caractéristiques courant-tension

La figure 3.1 illustre deux exemples de caractéristiques courant-tension obtenues dans un plasma plus ou moins électronégatif. La caractéristique de couleur noire, représentée sur la figure 3.1 (a), a l'allure d'une caractéristique courant-tension issue d'un plasma électropositif où le courant de saturation des charges négatives est très grand devant celui des charges positives. Ce type de caractéristique correspond ici à un plasma électronégatif, où la mobilité des charges négatives (électrons principalement) est très grande devant celles des charges positives (ions positifs). La caractéristique de couleur bleue, représentée sur la figure 3.1 (b) et qui est symétrique, correspond à un plasma ion-ion, où les mobilités des charges négatives (principalement ions négatifs) et des charges positives (ions positifs) sont du même ordre. La symétrisation de la caractéristique I-V d'une sonde de Langmuir est un bon indicateur de la présence d'un plasma ion-ion, cependant il est difficile d'extraire des données de ce type de caractéristiques [Boyd and Thompson 1959, Woolsey *et al.* 1973, Wong *et al.* 1975, Hershkowitz and Intrator 1981].

Il est intéressant de pouvoir remonter aux valeurs de  $\alpha$ ,  $n_e$  et  $n_-$  depuis les caractéristiques I-V en plasma électronégatif et ion-ion. Dans la littérature, l'une des techniques utilise les courants de saturation pour remonter à la valeur de  $\alpha$  [Doucet 1970, Chabert *et al.* 1999, Shindo *et al.* 1999, Shindo and Kawai 2001]. Pour cette méthode, deux sondes sont nécessaires : une sonde plane afin de mesurer le courant de saturation des ions positifs et une sonde cylindrique afin de mesurer le courant au potentiel plasma. Cependant ce type de technique est limité pour les faibles  $\alpha$  ( $< 100$  dans la vision la plus optimiste) [Chabert *et al.* 1999, Sheridan *et al.* 1999]. Cette méthode est utilisable pour les plasmas électronégatifs ayant un faible  $\alpha$ , cependant celle-ci nécessite de faire des mesures avec deux sondes distinctes : une plane et une cylindrique, dans deux gaz différents : l'argon et le gaz électronégatif. Le changement de sonde est un problème : en effet, afin de changer la sonde, il faut couper le pompage et revenir à pression atmosphérique, changer la sonde, puis re-pomper. Ce retour à pression atmosphérique peut être cause de pollution du réacteur ou autres petits changements qui modifie légèrement le plasma bien qu'il soit réalisé dans les mêmes conditions expérimentales. De plus, des mesures en argon sont nécessaires au calibrage de la surface effective de la sonde de Langmuir cylindrique. Une autre méthode consiste à utiliser la théorie OML pour extraire les paramètres plasmas :  $n_+$ ,  $T_e$  et  $n_e$  [Woolsey *et al.* 1973, Wong *et al.* 1975, Hershkowitz and Intrator 1981]. La théorie OML est très sensible à la géométrie de la sonde et à la taille de la gaine et de nombreux résultats non consistant sont pointés par Gutsev and Khristinich [1998] montrant le besoin de plus ample développement de la théorie d'analyse des caractéristiques de sondes.

### 3.1.2 Dérivée seconde de la caractéristique courant-tension

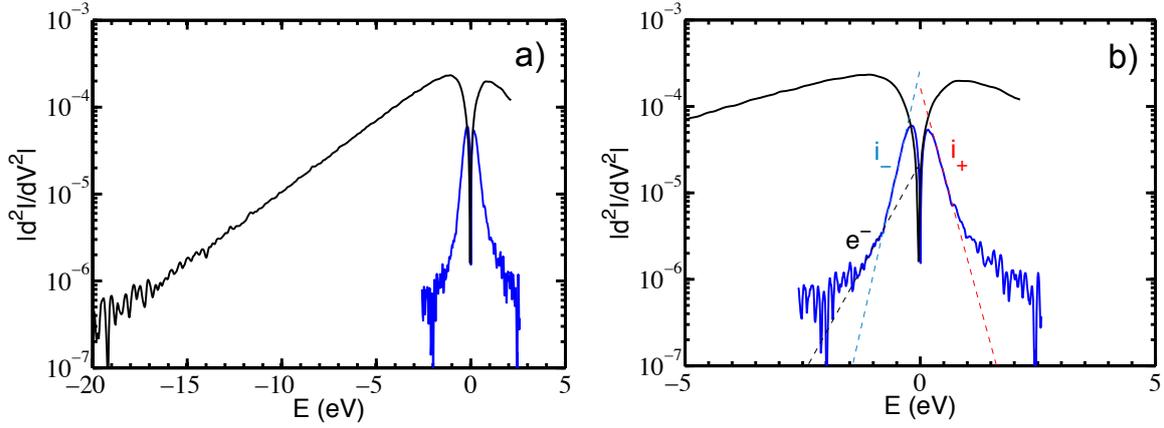
Dans la communauté des plasmas électronégatifs, une méthode permettant de remonter aux informations telles que les densités et températures des électrons et ions négatifs est d'utiliser la dérivée seconde (proportionnelle à la fonction de distribution en énergie des électrons)



**Figure 3.2** – Caractéristiques de sonde et leurs dérivées secondes  $i_p$  et  $i_p''$  mesurées avec une sonde plane avec une pression partielle de diiode comme paramètre.  $p(\text{Ar}) = 640$  mTorr [Amemiya 1988].

[Boyd and Thompson 1959, Amemiya 1988 1990 2000, Amemiya *et al.* 1998, Stamate and Ohe 1998, Vucelic and Mijovic 1998, Popov and Gateva 2001, You *et al.* 2005]. Suivant cette approche, la figure 3.2 montre les mesures de Amemiya [1988] en plasma de  $I_2$  où deux pics sont mesurés sur la dérivée seconde, attribués aux électrons (pic 2) et aux ions négatifs (pic 1). Depuis cette caractéristique sont extraites la température et la densité des électrons et des ions négatifs. Cependant, ce type de dérivée seconde, avec deux pics distincts pour les ions négatifs et les électrons, a été observé seulement pour les hautes pressions ( $p > 80$  mTorr) et faible valeur de  $\alpha$  ( $< 10$ ), et ne peut être appliqué à nos conditions.

Dans notre cas, les dérivées secondes sont représentées sur les figures 3.3 (a) et (b) avec la caractéristique de couleur noire dans le cas d'un plasma électronégatif et celle de couleur bleue dans le cas d'un plasma ion-ion, correspondant aux courbes courant-tension de la figure 3.1. Dans le cas électronégatif, on constate que la dérivée seconde est dominée par les électrons et est de surcroît Maxwellienne, d'où la facilité d'extraire les densités et températures des électrons. Par contre, dans le cas du plasma ion-ion, on observe deux populations de charges négatives, une chaude de faible densité (pointillés noirs) et une froide de plus haute densité (pointillés bleus) et une population pour les charges positives (pointillés rouges). Pour la suite, on considérera que les populations négatives sont composées des électrons pour la population chaude et des ions négatifs pour la population froide. La population positive est composée par les ions positifs, il semble y avoir aussi une deuxième populations pour les tensions positives mais il s'agit probablement de la contribution du courant de saturation électronique. Dans cette région les électrons sont attirés par la sonde : ils ne sont donc pas Maxwellien, il est donc difficile de remonter à une information sur les électrons depuis cette



**Figure 3.3** – Dérivées secondes des caractéristiques courant tension dans un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 5 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma électronégatif en noir et à 11 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma ion-ion en bleu avec a) l'intégralité des dérivées secondes et b) un zoom sur la dérivée seconde en plasma ion-ion mettant en évidence les distributions des ions et des électrons.

partie de la caractéristique.

## 3.2 Méthode 1 : Ajustement des courbes

### 3.2.1 Que mesure-t-on réellement ?

Lors de la mesure des FDEE, le logiciel du système VGPS extrait la température et la densité des électrons. Lors de la formation du plasma ion-ion, est-il toujours possible d'extraire les paramètres électroniques d'une formule intégrant toute la FDEE ?

La densité électronique est calculée depuis l'intégration de la dérivée seconde [Godyak and Demidov 2011]

$$n_e = \frac{2\sqrt{2m}}{eS_p} \int_0^{-\infty} I''(V)\sqrt{|V|}dV, \quad (3.1)$$

et la température moyenne est aussi issue de l'intégrale de la dérivée seconde

$$T_e = \frac{4\sqrt{2m/e}}{3n_e S_p} \int_0^{-\infty} I''(V)|V|^{3/2}dV, \quad (3.2)$$

où  $m$  est la masse des électrons,  $e$  est la charge élémentaire,  $n_e$  est la densité électronique,  $S_p$  est la surface de la sonde et  $I$  le courant collecté sur la sonde pour un potentiel  $V$ . Dans le cas d'un plasma ion-ion (caractéristique I-V symétrique), le courant des charges négatives collecté par la sonde est majoritairement un courant d'ions négatifs. Il est alors impossible d'extraire les bonnes valeurs au moyen de ces formules car elles mélangent la contribution des électrons et des ions négatifs. De plus, les équations (3.1) et (3.2) sont directement dépendantes de la

masse : il est donc impossible avec une mesure globale comme celle-ci d'extraire séparément les électrons et les ions négatifs.

Afin de récupérer les contributions des différentes espèces mesurées sur les dérivées secondes des courbes I-V de la figure 3.3 (b), nous avons mis au point un modèle permettant de recréer les caractéristiques I-V de plasmas électronégatifs. En plus des caractéristiques I-V, leurs dérivées secondes seront calculées et utilisées afin de faire un ajustement plus précis des différents paramètres. La dérivée seconde mesurée dans le cas d'un plasma ion-ion montre que toutes les distributions semblent être Maxwellienne. Les populations observées seront toutes considérées comme Maxwelliennes : pour les potentiels négatifs, avec les distributions des ions négatifs et des électrons mais aussi pour les potentiels positifs, avec la distribution des ions positifs. Ce modèle a été publié dans [Bredin \*et al.\* \[2013\]](#) et est détaillé ci-dessous.

### 3.2.2 Modèle pour l'extraction des paramètres

#### Modèle courant-tension

Afin d'extraire les caractéristiques des ions négatifs de celles des électrons, nous avons mis au point un modèle de caractéristique de sonde de Langmuir. Celui-ci recrée une caractéristique pour les tensions inférieures et supérieures au potentiel plasma par la somme des courants des différentes espèces chargées composant le plasma

$$I(V) = I_e(V) + I_-(V) + I_+(V), \quad (3.3)$$

avec  $I_e$ ,  $I_-$  et  $I_+$  respectivement les courants électroniques, ionique négatif et ionique positif.

**Tension inférieur au potentiel plasma** Les charges négatives (électrons et ions négatifs) sont repoussées par la sonde, nous considérons les relations de Boltzmann suivantes

$$I_e(V) = \frac{eAn_e\bar{v}_e}{4} \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right) \quad (3.4)$$

$$I_-(V) = I_-(V_p) \exp\left(\frac{V - V_p}{T_-}\right) \quad (3.5)$$

où  $A = 2\pi al$  est la surface de la sonde où  $a$  et  $l$  sont respectivement le rayon et la longueur de la sonde,  $\bar{v}_e = \sqrt{8eT_e/\pi m_e}$  est la vitesse thermique des électrons et  $I_-(V_p)$  est le courant au potentiel plasma donné par l'équation (3.9). Les charges positives sont attirées par la sonde et on définit alors le courant comme suit

$$I_+(V) = -h_r n_+ e u_{B+}^* S_{\text{eff}}(V) \quad (3.6)$$

où  $h_r = 0.6$  est le "edge-to-center" ratio calibré avec des mesures en Argon pour que la densité d'ion positif calculée au moyen du flux de Bohm et la densité électronique soient égales,  $S_{\text{eff}}(V) = 2\pi l r_{sh}(V) + 2\pi r_{sh}^2(V)$  est la surface effective de collection. Cette surface est différente de la surface de la sonde car une gaine de rayon  $r_{sh}$  de charge positive importante

se forme autour de la sonde. Le rayon de la gaine ( $r_{sh}(V)$ ) est calculé d'après le modèle de gaine de type cylindrique détaillé dans la [section 3.5](#).  $u_{B+}^*$  est la vitesse de Bohm modifiée comme expliqué à la [1.2.2](#), définit comme suit

$$u_{B+}^* = \sqrt{\frac{eT_e}{m_+}} \sqrt{\frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}}, \quad (3.7)$$

où  $\alpha_s$  est l'électronégativité à la frontière de la gaine donnée par l'équation (3.14) et calculée comme expliqué à la [sous-section 3.3.2](#).

**Tensions supérieures au potentiel plasma** Les charges négatives sont alors attirées par la sonde et le courant de saturation électronique est écrit classiquement [[Chabert and Braithwaite 2011](#)]

$$I_e(V) = eAn_e \frac{\bar{v}_e}{2} \left( 2\sqrt{\frac{(V - V_p)/T_e}{\pi}} + \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{V - V_p}{T_e}}\right) \right). \quad (3.8)$$

Le courant d'ions négatifs est assimilé un flux de Bohm définit comme suit

$$I_-(V) = -h_r n_- e u_{B-}^* S_{sh}(V), \quad (3.9)$$

où  $u_{B-}^* = \sqrt{eT_+/m_-}$  et  $S_{sh}(V)$  la surface de collection effective de la sonde calculée pour  $V > V_p$  (voir [section 3.5](#)). Les charges positives sont, dans ce cas, repoussées de la sonde et décrites par la relation de Boltzmann

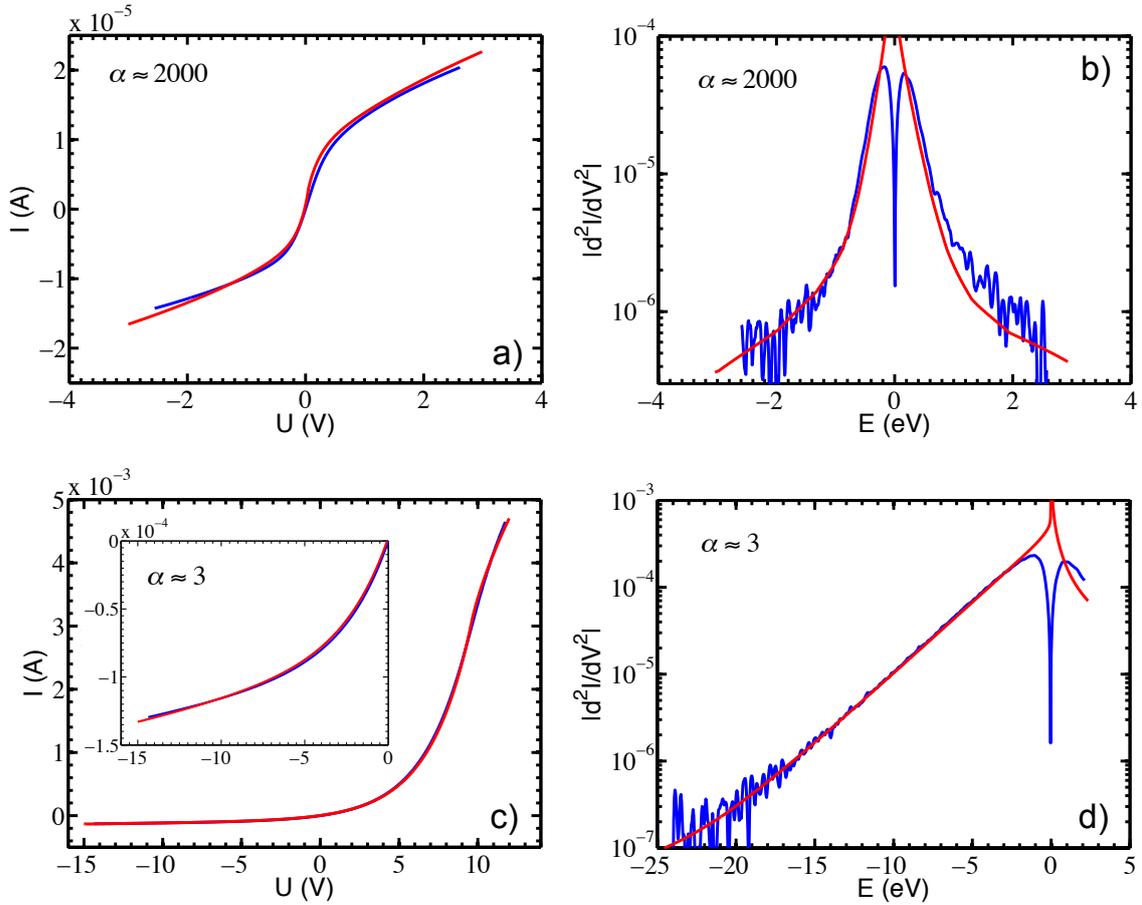
$$I_+(V) = I_+(V_p) \exp\left(\frac{V_p - V}{T_+}\right), \quad (3.10)$$

où  $I_+(V_p)$  est le courant au potentiel plasma donné par l'équation (3.6).

Grâce à ce modèle, en utilisant l'équation 3.3, il est possible de reproduire des caractéristiques I-V de plasmas électronégatifs.

### Ajustement des courbes

Une fois le modèle définit, l'ajustement les courbes est nécessaire afin d'extraire les paramètres du plasma. Pour cela le modèle calcule une caractéristique I-V à partir des variables suivantes :  $n_e, n_+, n_-, T_e, T_+, T_-, m_+$  et  $m_-$ . Le but est de varier ces paramètres afin d'obtenir le meilleur ajustement possible. Il faut noter qu'une seule combinaison de paramètres est valable pour un ajustement malgré le nombre de paramètres ajustables. L'hypothèse de quasi-neutralité  $n_+ = n_- + n_e$  doit être respectée et les masses des ions seront imposées afin de réduire le nombre de paramètres ajustables. La composition du plasma est complexe mais nous faisons l'hypothèse que les ions positifs prédominants sont  $\text{SF}_5^+$  et que les ions négatifs dominants sont  $\text{SF}_5^-$  en s'appuyant sur les sections efficaces publiées [[Christophorou and Olthoff 2000 2001](#)] ainsi que sur plusieurs tentatives d'ajustement en fonction de la masse permettant de conclure



**Figure 3.4** – Résultats du modèle (rouge) superposés aux mesures (bleu). a) et b) sont respectivement les caractéristiques I-V et leurs dérivées secondes, à 10 cm de la fenêtre en céramique et c) et d) sont les équivalents à 5 cm.

que ces masses sont les plus adaptées. Les masses utilisées seront donc  $m_{\pm} = 127$  UMA. Notons que pour des masses plus légères, les densités ioniques seraient plus faibles.

Pour améliorer la précision de l'ajustement en plus de la caractéristique I-V, sa dérivée seconde sera calculée et ajustée. En effet, les courants de saturations ioniques de la caractéristique I-V sont sensibles à la densité et les pentes de la dérivée seconde sont plus sensibles aux températures. Ainsi en ajustant simultanément la caractéristique I-V et sa dérivée seconde, l'ajustement des paramètres est plus précis et permet de réduire l'écart type entre l'ajustement et la mesure. La barre d'erreur des paramètres ajustés est de l'ordre de 5%.

La figure 3.4 montre les mesures et les courbes ajustées obtenues par le modèle, où a) et b) sont obtenues à 10 cm et c) et d) obtenues à 5 cm de la fenêtre en céramique. Un très bon accord est observé pour les caractéristiques symétriques où  $\alpha \simeq 2000$  (a et b) ainsi que pour les régions avec de fort courant électronique où  $\alpha \simeq 4$  (c et d), montrant que le modèle est capable de représenter les courbes mesurées dans une large gamme de  $\alpha$ .

### 3.3 Méthode 2 : Méthode itérative

En parallèle de la méthode d'ajustement des courbes, une autre méthode a été développée durant ma thèse. Cette méthode permet de calculer l'électronégativité  $\alpha$  et les densités des différentes espèces chargées. La méthode 1 nécessite d'ajuster les courbes une par une, ce qui est long et fastidieux. Celle-ci est complètement automatisée et rapide, donc intéressante malgré le fait que les températures ne soient pas calculées et que les paramètres calculés soient moins précis.

#### 3.3.1 Pourquoi itératif ?

Ce modèle permet de calculer l'électronégativité  $\alpha_0$ , qui s'écrit comme

$$\alpha_0 = \frac{n_+}{n_e} - 1. \quad (3.11)$$

Où  $n_e$  est calculable de plusieurs manières, soit au moyen de l'intégrale de la FDEE (dans le cas électronégatif) d'après l'équation (3.1) ou en fonction du courant au potentiel plasma ( $I(V_p)$ ) et de  $T_e$ , calculée d'après l'équation (3.2), suivant la formule de Langmuir

$$n_e = \frac{I(V_p)}{eA} \left( \frac{2\pi m}{T_e} \right)^{1/2}. \quad (3.12)$$

La densité d'ions positifs est elle calculable à partir du flux de Bohm modifié selon l'expression suivante

$$n_+ = \frac{I_{\text{sat}+}}{h_r S_{\text{eff}} e u_B^*}, \quad (3.13)$$

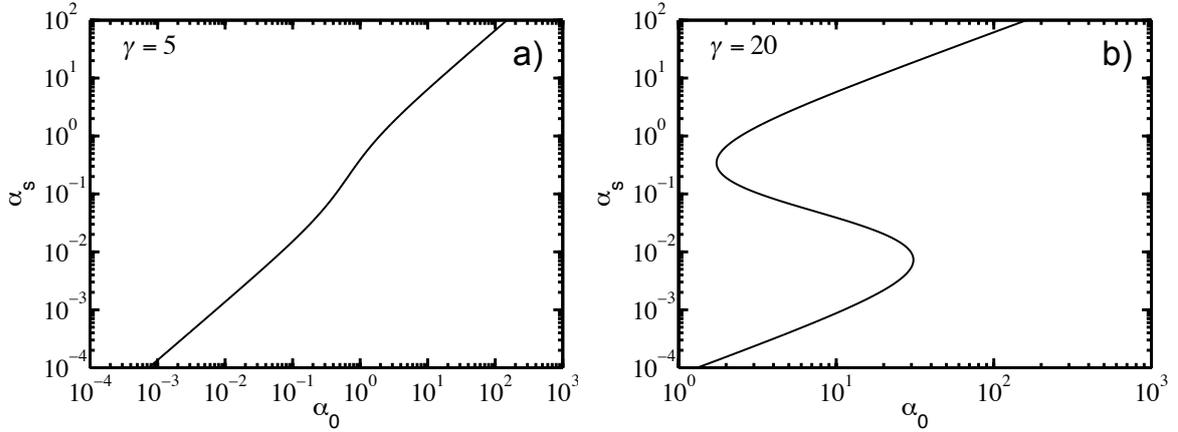
où  $I_{\text{sat}+}$  est directement mesuré sur les caractéristiques I-V pour un potentiel  $V_{\text{sat}+}$  et  $S_{\text{eff}}$  est la surface effective de la sonde calculée au moyen de la taille de gaine au potentiel  $V_{\text{sat}+}$  d'après le modèle de gaine développé à la section 3.5. Ce modèle de gaine nécessite la valeur du courant  $J_+ = h_r e n_+ u_B^*$  qui n'est pas calculable sans la valeur de  $n_+(u_B^*)$  et de la vitesse de Bohm modifiée, qui dans le cas d'un plasma électronégatif est donné par l'équation (3.7) et dépend de  $\alpha_s$  l'électronégativité en lisière de gaine et de  $\gamma$ .

D'après les équations (3.11), (3.13) et (3.7), le système d'équation ne peut être résolu sans  $\alpha_s$  et d'après l'équation (3.14),  $\alpha_s$  dépend directement de  $\alpha_0$ . Pour résoudre ce problème, il faut donc utiliser une méthode itérative, dans laquelle  $\alpha_0$  et  $r_{sh}$  seront initialisés afin de pouvoir résoudre la première itération et de converger vers leurs valeurs réelles.

#### 3.3.2 Calcul de l'électronégativité en lisière de gaine

Pour chaque itération, le modèle calcule la valeur de l'électronégativité en lisière de gaine. Celle-ci dépend de  $\alpha_0$  et  $\gamma$  suivant la relation [Chabert and Braithwaite 2011]

$$\alpha_0 = \alpha_s \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma \alpha_s} \right) (1 - \gamma) \right). \quad (3.14)$$



**Figure 3.5** – Représentation de l'électronégativité  $\alpha_s$  en lisière de gaine en fonction de l'électronégativité au centre du plasma  $\alpha_0$  a) avec  $\gamma = 5$  et b) avec  $\gamma = 20$ .

D'après cette équation, il est impossible d'exprimer directement  $\alpha_s$  en fonction  $\alpha_0$ .  $\alpha_0$  est calculée de manière graphique. Pour cela un vecteur de  $\alpha_s$  est créé et grâce à l'équation (3.14) on peut exprimer  $\alpha_s$  en fonction de  $\alpha_0$ , représentée sur la figure 3.5 avec a)  $\gamma = 5$  et b)  $\gamma = 20$ . De cette manière, il est possible d'extraire la valeur de  $\alpha_s$  pour le  $\alpha_0$  mesuré. Cependant, comme montré sur la figure 3.14 b), il peut y avoir plusieurs  $\alpha_s$  pour un même  $\alpha_0$ .

Dans les cas où  $\alpha_s$  a plusieurs valeurs, nous avons privilégié la continuité des densités durant une même mesure. En effet, passant d'un plasma électronégatif (où  $\alpha_s$  à plusieurs valeurs) à un plasma ion-ion (où  $\alpha_s$  n'a qu'une seule valeur), la valeur de  $\alpha_s$  est choisi telle qu'il n'y ait pas de discontinuité de la densité. Lors des différentes expériences, il s'est avéré que la valeur de  $\alpha_s$  ne faisant pas de discontinuité était toujours la plus élevée.

### 3.3.3 Résolution itérative

Les mesures permettent de connaître  $I_{\text{sat}+}$ ,  $n_e$  et  $T_e$  comme expliqué précédemment. Les valeurs initialisées sont  $\alpha_{0,0} = 2$  et  $r_{sh,0} = 0$  m. Ainsi, il est possible de résoudre les équations de manière itérative. On se place à l'itération  $k$  pour écrire la résolution des équations.

$\alpha_{s,k}$  est calculé à partir de  $\alpha_{0,k-1}$  comme expliqué dans la sous-section 3.3.2. Au moyen de la valeur de  $\alpha_{s,k}$ , la vitesse de Bohm modifiée peut maintenant être calculée

$$u_{B,k}^* = \sqrt{\frac{eT_e}{m_+}} \sqrt{\frac{1 + \alpha_{s,k}}{1 + \gamma\alpha_{s,k}}}, \quad (3.15)$$

avec cette vitesse de Bohm, la densité ionique positive est calculée suivant

$$n_{+,k} = \frac{I_{\text{sat}+}}{h_r S_{\text{eff},k-1} e u_{B,k}^*}, \quad (3.16)$$

grâce à cette densité, l'électronégativité au centre donne

$$\alpha_{0,k} = \frac{n_{+,k}}{n_e} - 1. \quad (3.17)$$

Pour injecter dans le modèle de gaine de la [section 3.5](#), le courant d'ion positif s'écrit

$$J_{+,k} = h_r e n_{+,k} u_{B,k}^*, \quad (3.18)$$

et permet d'obtenir le rayon de la gaine  $R_k = a + r_{sh,k}$  et de remonter à la surface effective de collection

$$S_{\text{eff},k} = 2\pi R_k l. \quad (3.19)$$

Une fois toutes les grandeurs calculées, on les réinjecte dans l'équation (3.15) et elles sont calculées de nouveau, jusqu'à ce que  $|\alpha_{0,k-1} - \alpha_{0,k}| < 1\% \alpha_0$ .

Quelques problèmes de convergence sont tout de même à déplorer, notamment lorsque  $\alpha_0$  oscille entre une solution et trois solutions. Le critère pour avoir plusieurs solutions pour  $\alpha_0$  est, d'après [Braithwaite and Allen \[1988\]](#),  $\gamma > 5 + \sqrt{24}$ . Nos problèmes de convergence apparaissent donc typiquement pour des  $\alpha$  compris entre 10 et 100 et  $\gamma > 10$ . Le critère de convergence est diminué afin de permettre l'arrêt de la boucle.

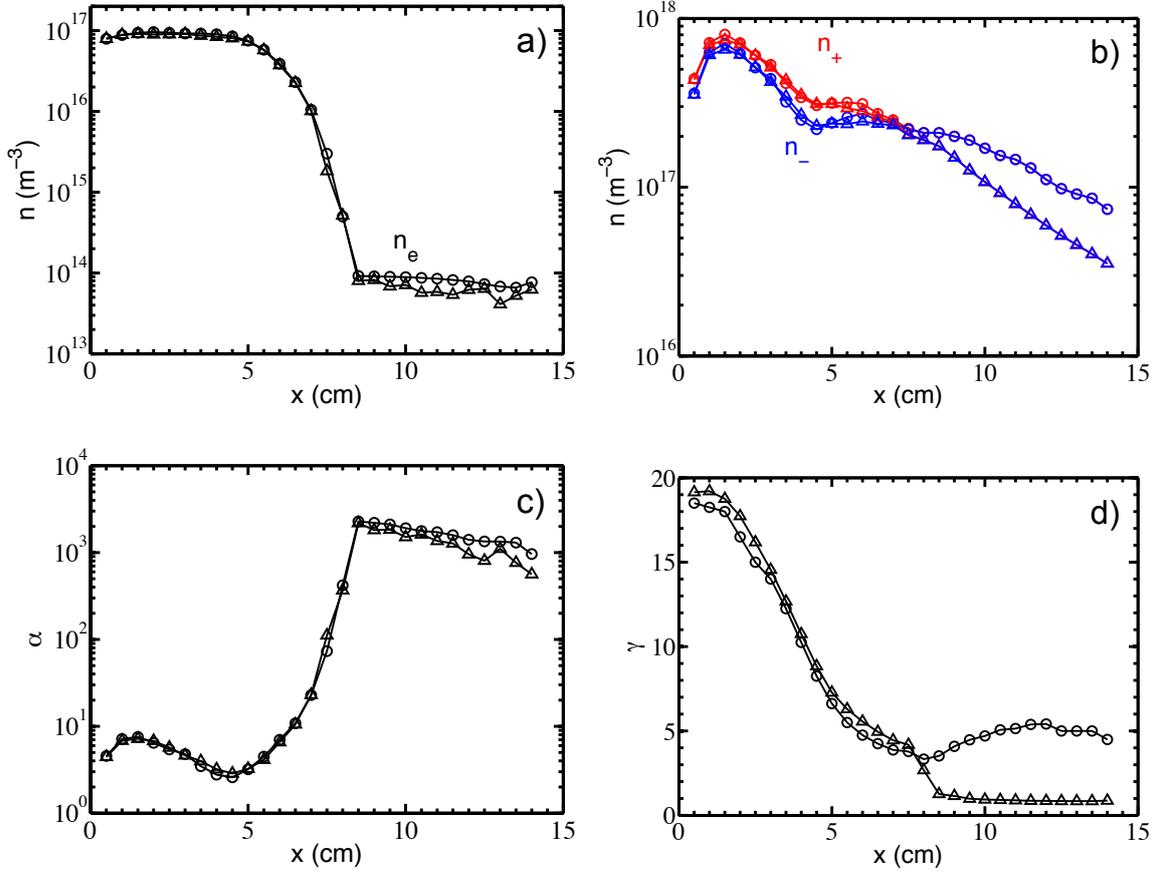
Cette méthode est complètement automatisée, et permet un traitement rapide des courbes obtenues. Cependant, elle ne donne accès qu'à la densité d'ion négatif dépendant d'une bonne mesure de densité électronique. En effet, la densité d'ion négatif étant déduite de la quasi-neutralité, une fois la densité des ions positifs calculée par le flux de Bohm, la quasineutralité est utilisée pour calculer  $n_- = n_+ - n_e$ .

### 3.4 Comparaison des deux méthodes

Les deux méthodes seront comparées dans cette partie avec des résultats obtenus en SF<sub>6</sub> pur pour 220 W de puissance incidente et pour un champ magnétique de 245 G centré à 7,5 cm. Ces résultats seront discutés plus en profondeur dans le [chapitre 4](#), ici ils ne serviront qu'à montrer les différences entre les deux méthodes d'analyses développées. Pour la méthode 2, la température des ions négatifs à été fixée à  $T_- = 0,2$  eV.

La figure 3.6 (a) représente la densité électronique en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. On constate que la densité calculée pour la méthode 2, selon la formule de Langmuir donné dans l'équation (3.12), permet une bonne approximation de la densité électronique malgré la présence du plasma ion-ion. Il faut noter que dans le cas d'un plasma ion-ion, pour  $x > 8$  cm, la mesure de  $n_e$  est, pour les deux méthodes, dans la limite de validité. La densité électronique résultante est alors, sans doute, le bruit sur la mesure, ce bruit correspondant à la limite basse pour l'obtention de  $n_e$ .

La figure 3.6 (b) montre l'évolution de la densité ionique dans le réacteur en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. On constate que les densités ioniques sont égales dans la région électronégative et divergent dans la partie ion-ion. Un maximum près de la fenêtre



**Figure 3.6** – Représentation de a) la densité électronique, b) la densité ionique, c)  $\alpha$  et d)  $\gamma$  en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour la méthode 1 avec des cercles et la méthode 2 avec des triangles pour un plasma de SF<sub>6</sub> pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique de 245 G centré à 7,5 cm.

en céramique,  $x = 2,5$  cm pour la méthode 1 et  $x = 1,5$  cm pour la méthode 2, ensuite un minimum est observé à  $x = 4,5$  cm pour la méthode 1 avec un maximum local à 6 cm par contre un plateau de  $x = 4$  à 6,5 cm est observé pour la méthode 2. Passé  $x = 6$  cm, les densités décroissent pour les deux méthodes, cependant elles décroissent beaucoup plus rapidement pour la méthode 2. Pour la méthode 2, la température ionique est fixée alors que pour la méthode 1, cette température diminue, entraînant, d'après les équations (3.15) et (3.16), une densité plus importante pour un même courant.

La figure 3.6 (c) représente  $\alpha$  en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour les deux méthodes. On observe un maximum à  $x = 1,5$  cm, un minimum à  $x = 4,5$  cm aux variations de densité. Le maximum est atteint pour  $x = 8,5$  cm pour les deux, atteignant des valeurs de  $\alpha$  de 2100 et 2300 pour respectivement la première et deuxième méthode. La différence entre les densités ioniques pour les deux méthodes se retrouve ici dans la région ion-ion, avec un  $\alpha$  plus élevé pour la méthode 1 car la densité d'ion négatif y est plus élevée.

La figure 3.6 (d) montre la variation de  $\gamma$  en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour les deux méthodes. Les résultats sont similaires avant le maximum de champ magnétique car la valeur de  $T_-$  est fixée pour les deux méthodes, puisque non accessible pour la méthode 1 dans la partie électronégative. Par contre, pour la partie ion-ion ( $x > 8$  cm)  $T_e$  et  $T_-$  est accessible pour la méthode 1, les températures sont représentées dans la section 4.2.2 sur la figure 4.13. Dans la méthode 2,  $T_-$  est encore supposée constant à 0,2 eV et  $T_e$  est calculée en prenant en compte les ions négatifs, ce qui diminue significativement sa valeur. Ainsi gamma est constant autour de 1 pour la méthode 2 entre 8,5 et 14 cm alors que pour la méthode 1  $\gamma$  est minimum à 8 cm puis augmente de nouveau pour atteindre une valeur constante autour de 5 entre 11 et 14 cm.

On constate donc d'après ces résultats que les deux méthodes donnent des résultats similaires, cependant la méthode 1 est plus précise car la valeur de  $\gamma$  est calculée plus exactement dans la partie ion-ion. C'est pour cela que les densités ioniques décroissent plus rapidement dans le cas de la méthode 2. De plus, le calcul de la densité électronique depuis le courant au potentiel plasma est bruité car le courant au potentiel plasma n'est pas aussi précis que l'intégrale d'une fonction de distribution. La méthode 1 est plus précise et permet l'accès à la température des ions négatifs dans la région ion-ion. Cependant, celle-ci est très laborieuse à utiliser car elle nécessite de faire des ajustements manuels de chacune des courbes. La méthode 2 est elle, au contraire, totalement automatisée et très rapide pour l'obtention des résultats. Si la température ionique négative est connue et implémentée dans la méthode 2, celle-ci obtient des résultats identiques à la méthode 1 pour les densités des différentes espèces.

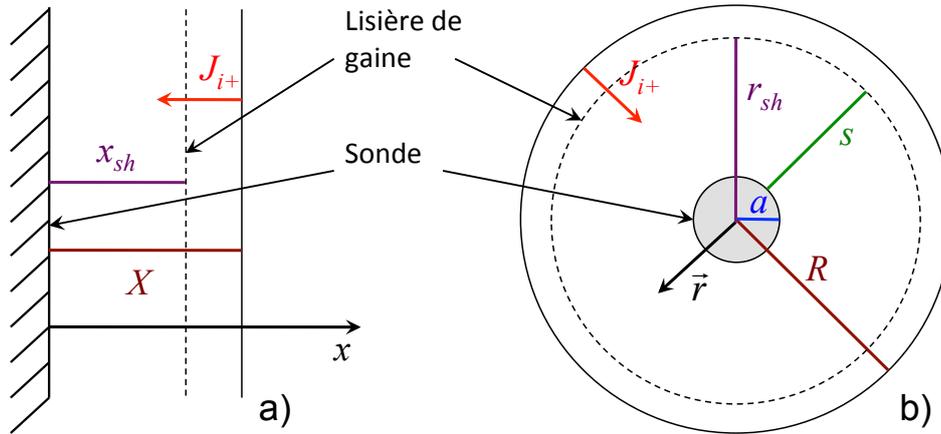
## 3.5 Modèles de gaine de sonde de Langmuir

Comme expliqué au chapitre 1, tout objet plongé dans un plasma voit une gaine se former autour de lui. Cette gaine dépend de la nature du plasma, mais aussi de la forme, de la nature (diélectrique ou conducteur) et de la polarisation de l'objet. Les sondes de Langmuir subissent un balayage en tension, il est donc nécessaire de connaître les caractéristiques de la gaine en fonction de la tension appliquée à la sonde car dans le cas d'une sonde cylindrique, la surface de collection des espèces chargées est dépendante de la taille de la gaine.

Un modèle a donc été développé durant ma thèse afin de calculer la taille de la gaine et donc de la surface effective de la sonde de Langmuir en fonction des conditions de plasma environnantes. Ce modèle est de type Child-Law, résolu dans les cas d'approximations de type sonde plane et cylindrique, afin de mettre en évidence l'intérêt et la nécessité d'utiliser un modèle cylindrique. La figure 3.7 montre les géométries du problème avec (a) le cas planaire et (b) le cas cylindrique.

### 3.5.1 Modèle de sonde plane

Le modèle le plus simple à développer est le modèle de sonde plane car il est à une dimension. En effet, la sonde plane ne collecte que dans la direction normale à sa surface. On définit



**Figure 3.7** – Schéma représentatif de la formation des différentes grandeurs utilisées dans le modèle de gaine pour a) une sonde plane et b) une sonde cylindrique.

alors la variable d'espace  $x$  dans l'intervalle  $0 < x < X$ , où  $X$  est une distance fixée telle que  $x_{sh} < X$ , où  $x_{sh}$  est la taille de la gaine. Ainsi on peut aisément écrire la conservation de l'énergie

$$\frac{1}{2}Mu^2(x) = e\Phi(x), \quad (3.20)$$

où  $M$  est la masse des ions positifs. En utilisant  $E = -d\Phi/dx$  on écrit

$$\frac{du}{dx} = -\frac{eE}{Mu(x)}. \quad (3.21)$$

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d}{dx}(E) = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.22)$$

que l'on peut écrire

$$\frac{dE}{dx} = \frac{J_0}{\epsilon_0 u(x)}, \quad (3.23)$$

où  $J_0 = h_r neu_B$ . Les équations (3.21) et (3.23) résolues numériquement permettent de remonter à la taille de la gaine en fonction du potentiel imposé à la sonde plane. Notons que ces équations peuvent être intégrées analytiquement pour donner le courant limite de Child-Langmuir.

### 3.5.2 Modèle de sonde cylindrique

La différence entre les deux modèles est le repère : ici nous allons nous placer dans un repère cylindrique. La variable d'espace  $r$  est comprise dans l'intervalle  $a < r < R$  où  $a$  est le rayon de la sonde et  $R$  est un rayon fixé tel que  $r_{sh} < R$ , où  $r_{sh} = a + s$  est le rayon de la surface de collection et  $s$  la taille de la gaine. On considère le courant entrant d'ions en lisière de gaine égal à  $J_0 = h_r neu_B$ . La conservation de l'énergie nous donne

$$\frac{1}{2}Mu^2(r) = e\Phi(r), \quad (3.24)$$

En utilisant  $E = -d\Phi/dr$  on écrit

$$\frac{du}{dr} = -\frac{eE}{Mu(r)}. \quad (3.25)$$

L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE) = \frac{en(r)}{\epsilon_0}, \quad (3.26)$$

qui une fois simplifié peut s'écrire

$$\frac{dE}{dr} = \frac{en(r)}{\epsilon_0} - \frac{E}{r}. \quad (3.27)$$

La continuité du courant dans la gaine signifie aucune perte ni aucune ionisation : le courant entrant dans la gaine est collecté sur la sonde et s'écrit donc  $2\pi rlJ(r) = 2\pi RlJ_0$ . L'équation (3.27) peut s'écrire

$$\frac{dE}{dr} = \frac{RJ_0}{r\epsilon_0 u(r)} - \frac{E}{r}. \quad (3.28)$$

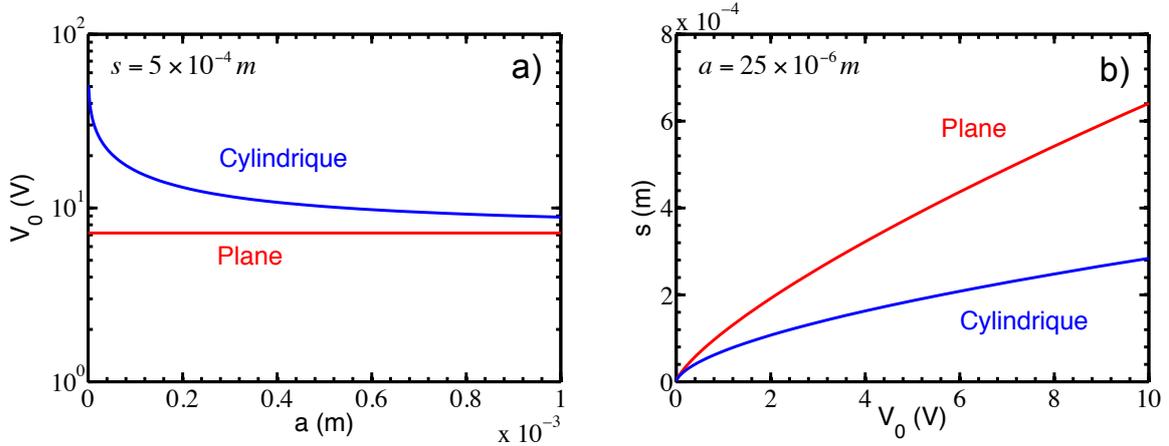
La résolution numérique des équations (3.25) et (3.28) donne accès à la taille de la gaine dans le cas d'une sonde cylindrique.

### 3.5.3 Comparaison entre les modèles

Le but de la comparaison est de mettre en évidence les limitations dans l'utilisation d'un modèle de sonde de Langmuir plane lorsque l'on utilise une sonde de Langmuir cylindrique. Le temps de résolution des deux modèles est très rapide, il n'y a donc aucune limitation dans le temps d'exécution des résolutions numériques.

La figure 3.8 (a) représente le potentiel de la sonde en fonction de son diamètre pour une taille de gaine de  $s = 5 \times 10^{-4}$  m. On remarque que pour la sonde plane la tension est constante autour de 7 V quelque soit la taille de la sonde, alors que pour la sonde cylindrique, la tension est de 50 V lorsque  $a = 1 \times 10^{-6}$  et diminue lorsque  $a$  augmente pour devenir tangente à la valeur de sonde plane. Dans le cas de la sonde plane, quelque soit le diamètre de la sonde, la surface de la sonde et la surface en contact avec le plasma (ou surface effective de la sonde) seront toujours les mêmes. Pour le cas de la sonde cylindrique, par contre, la surface de la sonde vaut  $S_{\text{sonde}} = 2\pi al$  et celle de la surface effective de la sonde vaut  $S_{\text{effective}} = 2\pi(a + s)l$  donc si  $S_{\text{sonde}}$  diminue,  $S_{\text{effective}}$  diminue jusqu'à valoir  $S_{\text{effective}} \simeq 2\pi sl$ . Ainsi, pour conserver cette surface effective, le potentiel de la sonde doit augmenter. L'approximation sonde plane est donc une bonne approximation lorsque le diamètre de la sonde est très grand devant la taille de la gaine ( $a \gg s$ ).

La figure 3.8 (b) représente la taille de la gaine en fonction de la différence de potentiel entre la sonde et le plasma pour un diamètre de sonde valant  $a = 2,5 \times 10^{-5}$  m. Pour les deux modèles, la taille de la gaine est nulle lorsque le potentiel est nul. Dès que l'on augmente le potentiel  $V_0$ , la taille de la gaine augmente pour atteindre à  $V_0 = 10$  V une valeur de  $s_{\text{cyl}} = 2,8 \times 10^{-4}$  m pour le cas cylindrique et de  $s_{\text{plan}} = 6,4 \times 10^{-4}$  m pour le cas plan. Dans



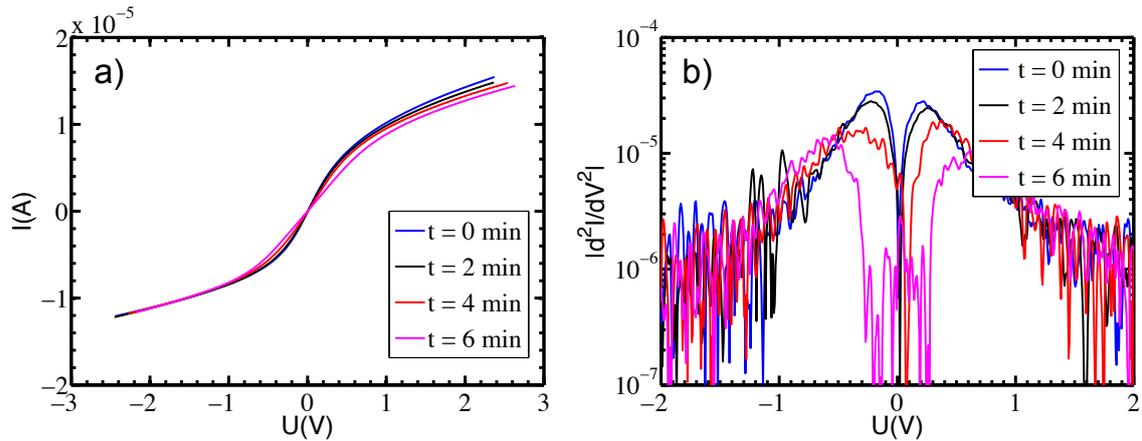
**Figure 3.8** – Comparaison entre le modèle de sonde pour la géométrie plane (rouge) et cylindrique (bleu) pour a) la tension en fonction de la taille de la sonde et b) la valeur de la taille de la gaine en fonction de la tension de polarisation.

le cas de la sonde plane, la taille de la gaine, pour un même potentiel que celle cylindrique, est donc plus importante car la surface effective de la gaine ne change pas en fonction de la tension. Dans le cas cylindrique, par contre, la surface effective augmente avec la taille de la gaine, il faudra donc un potentiel plus élevé pour une même taille de gaine que dans le cas planaire. L'approximation planaire pour évaluer la taille de la gaine d'une sonde cylindrique n'est donc pas une bonne approximation car celle-ci la surestime pour  $a = 25 \times 10^{-6}$  m.

Le modèle de sonde plane peut être utilisé dans le cas de sonde de Langmuir avec des diamètres importants ( $a > 1$  mm). Cependant, dans notre cas, comme expliqué au [chapitre 1](#), la présence d'un champ magnétique nécessite une sonde très fine ( $a \ll s$ ). L'utilisation d'un modèle de type cylindrique est donc essentielle ici, sans quoi une erreur conséquente est faite sur le courant de saturation dans le calcul de la densité ionique à partir du flux de Bohm.

### 3.6 Problèmes rencontrés dans les plasmas électronégatifs

La formation du plasma ion-ion change drastiquement la physique du plasma : de nouveaux problèmes sont donc apparus. Par exemples, le filament de la sonde fond pour des densités électroniques trop élevées à cause du Pt-Ir, qui a une température de fusion inférieure au tungstène couramment utilisé. Le plasma est également très sensible à la largeur du balayage de la sonde de Langmuir et la sonde a tendance à se recouvrir d'une couche de diélectrique (à cause du  $\text{SF}_6$ ) [[Braithwaite 1990](#)].



**Figure 3.9** – Dérive en fonction du temps de a) la caractéristique I-V et b) de sa dérivée seconde pour un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique gaussien centré à 7,5 cm.

### 3.6.1 Problèmes avec la sonde

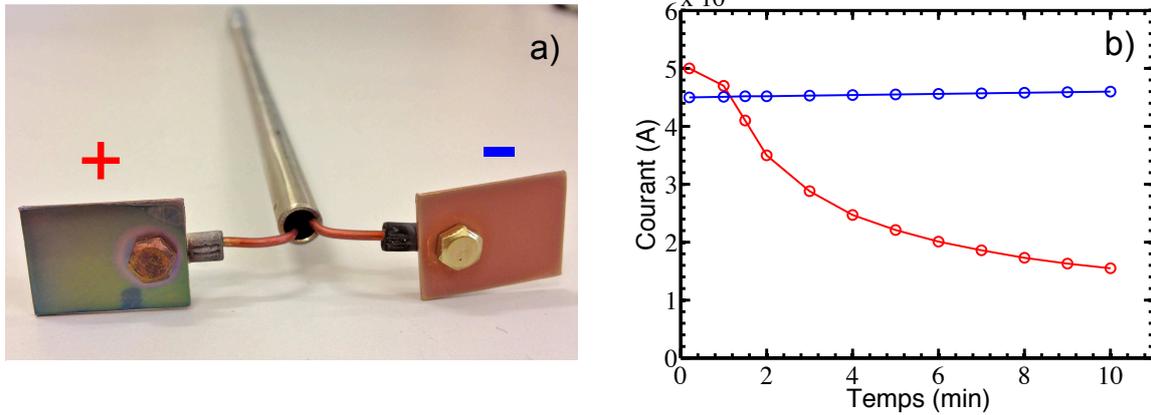
Le dépôt et la gravure sont des problèmes majeurs dans l'utilisation de diagnostics électrostatiques en  $\text{SF}_6$ . En effet, le  $\text{SF}_6$  à l'inconvénient de graver certains métaux ou alliages mais aussi de se déposer sur toutes les surfaces, en particulier les surfaces chaudes et polarisées, donc typiquement une sonde de Langmuir.

#### Fragilité de la sonde

Le métal généralement utilisé dans la conception de sonde de Langmuir est le tungstène, car celui-ci a une température de fusion de  $3\,422^\circ\text{C}$  et permet de collecter des courants très importants sans fondre. De plus le coefficient d'émission d'électrons secondaires du tungstène est faible. Dans le cas d'un plasma de  $\text{SF}_6$ , gaz utilisé pour la gravure dans l'industrie de la microélectronique, le tungstène se grave très efficacement : ainsi, un filament de tungstène diminuera en diamètre très rapidement et les mesures seront problématiques. Nous avons donc utilisé un filament en platine-iridium, inerte face au  $\text{SF}_6$ . Un autre problème se pose alors, la température de fusion du Pt-Ir est de  $1\,744^\circ\text{C}$  devant les  $3\,422^\circ\text{C}$  pour le tungstène. Certaines mesures où la densité du plasma est très élevée ne pourront donc pas être réalisées ou avec un courant surfacique sera limité à un maximum de l'ordre de  $100\text{ mA/mm}^{-2}$  afin de ne pas voir fondre le filament de mesure. C'est le cas pour une mesure présentée dans le [chapitre 4](#).

#### Evolution des caractéristiques de sonde avec le dépôt

La figure 3.9 représente l'évolution de (a) la caractéristique I-V et de (b) la dérivée seconde au cours du temps, pour une sonde localisée à 10 cm de la fenêtre en céramique, dans des



**Figure 3.10** – a) Double sonde polarisable utilisée pour l'étude du dépôt avec à gauche la sonde polarisée positivement (dépôt vert) et à droite la sonde polarisée négativement (dépôt rougeâtre) et b) évolution des courants collectés par les sondes en fonction du temps.

conditions de plasma ion-ion. La figure 3.9 (a) montre que le courant de saturation positif ne change pas en fonction du temps. Cependant, pour les potentiels supérieurs à  $-1$  V, la caractéristique évolue et la transition entre le courant de saturation positif et le courant de saturation négatif devient de plus en plus linéaire. De plus le courant de saturation négatif semble diminuer en fonction du temps. Lorsque l'on observe la figure 3.9 (b), on constate qu'au cours du temps, la dérivée seconde de la caractéristique I-V change drastiquement et devient de plus en plus bruitée. Entre 0 et 2 minutes, il est encore possible d'extraire des paramètres, mais passé 4 minutes, il est alors impossible d'extraire la densité ou la température en ajustant avec des Maxwelliennes.

D'après ces mesures, le temps de mesure dans un plasma ion-ion ne peut pas excéder 4 minutes consécutives, sinon il devient impossible d'extraire les paramètres plasmas. Le dépôt sur la sonde est donc très handicapant pour les mesures. De plus, il semble que ce dépôt réagisse différemment aux polarisations positives et négatives. En effet, seul le courant de saturation d'ions négatifs semble affecté par ce dépôt.

### Etude du dépôt

Avant d'avoir été observé sur les caractéristiques de Langmuir, le dépôt créé par le plasma de  $\text{SF}_6$  a été observé dans des mesures de polarisation de sonde plane dans le réacteur hélicon réalisées au début de ma thèse. Les mesures d'accélération réalisées par Lara Popelier durant sa thèse [Popelier 2012] et poursuivies par Dmytro Rafalskyi (post-doctorant) ont montré que les grilles d'accélération étaient aussi sujettes au dépôt de  $\text{SF}_6$  perturbant ainsi l'accélération.

Afin de prévenir ce dépôt, nous avons entrepris, avec Dmytro Rafalskyi, de le caractériser. Ainsi une sonde spécifique a été réalisée, représentée sur la figure 3.10 (a). Cette sonde est composée de deux électrodes indépendantes, l'une polarisée positivement et l'autre négativement.

Les courants collectés sont mesurés en fonction du temps et illustrés sur la figure 3.10 (b). On constate que l'électrode polarisée positivement (courbe rouge) décroît au cours du temps, de 5 mA à 25 s jusqu'à 1,6 mA à 10 minutes, alors que celle polarisée négativement est constante autour de 4,5 mA, voir augmente très légèrement, en accord avec la figure 3.9 (a). Il est donc évident que les dépôts créés pendant les polarisations positives et négatives sont différents. La figure 3.10 (a) montre la sonde en sortie d'expérience : on observe qu'en fonction de la polarisation, les dépôts ont des couleurs différentes.

Une étude avec un Microscope Electronique à Balayage (MEB) a été réalisée et est représentée sur la figure 3.11. Les figures 3.11 (a), (b) et (c) représentent le dépôt dans le cas de la polarisation négative pour différentes échelles. On constate que le dépôt semble être poreux, les pores sont de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. Par contre, les figures 3.11 (d), (e) et (f) montrent le dépôt dans le cas de polarisation positive où un dépôt uniforme est observé.

D'après l'évolution des I-V observées sur la figure 3.9 (a) et les résultats obtenus sur la figure 3.10 (b), le dépôt lors de la polarisation positive (créé par les ions négatifs) est diélectrique alors que celui créé par la polarisation négative (ions positifs) est toujours conducteur. Les images du MEB de la figure 3.11 montrent que le dépôt lors de la polarisation négative est poreux : les charges peuvent donc diffuser dans cette couche diélectrique et atteindre l'électrode. Par contre, dans le cas de la polarisation positive, le dépôt est très uniforme et ne permet pas le passage du courant. Une étude plus poussée a été entreprise et sera publiée sous peu.

### 3.6.2 Problèmes avec le logiciel de sonde de Langmuir

Le logiciel du système VGPS de sonde de Langmuir est extrêmement robuste pour calculer la dérivée seconde de la caractéristique IV, même pour les courants très faibles que l'on obtient en plasma ion-ion. Cependant, au fur et à mesure de l'utilisation, des problèmes ont été découverts qui ont accentué la difficulté à réaliser les mesures, malgré des nettoyages réguliers de la sonde afin de s'affranchir du dépôt de SF<sub>6</sub>. C'est alors que l'appareil a été remis en question, ainsi plusieurs études ont été réalisées afin de déterminer les possibles problèmes d'acquisition, notre système VGPS étant le deuxième système vendu dans le monde.

#### Décalage en courant

Le premier test a été de comparer les caractéristiques courant-tension à celles obtenues avec un autre logiciel. La figure 3.12 représente des mesures effectuées avec l'appareil d'Impedans ALP et des mesures faites par le VGPS. Pour chaque appareil, différentes gammes de polarisation ont été réalisées, pour l'ALP des gammes de polarisation de 30, 20 et 10 V et pour le VGPS des gammes de polarisation de 14, 10 et 4 V. Elles sont représentées respectivement en rouge, bleue et noire. Les mesures ont été effectuées exactement dans les mêmes conditions, pour un plasma de SF<sub>6</sub> à 2 mTorr, pour une puissance incidente de 220 W et une position de la sonde à 13 cm de la fenêtre en céramique, dans la partie ion-ion.

On remarque d'après ces mesures que pour toutes les gammes de polarisation, les mesures effectuées avec l'ALP sont parfaitement superposées. Par contre, pour le VGPS, les deux plus petites gammes de polarisation sont superposées, mais dès lors que la gamme de polarisation est légèrement augmentée, un décalage en courant apparaît. Ce décalage est de l'ordre de  $2 \times 10^{-6}$  A, qui est d'environ 20% du courant de saturation. Néanmoins, on remarque que les I-V obtenus avec le VGPS sont beaucoup moins bruités que par l'ALP et les dérivés secondes de l'ALP sont inexploitablement contrairement au VGPS. De plus, les mesures avec ALP ne sont pas modifiées en fonction de la gamme de polarisation appliquée car le temps d'intégration par point est plus important que pour le système VGPS. Ainsi, les I-V sont déformées pour toutes les gammes de fréquences avec le système ALP, alors qu'avec le système VGPS, seule les gammes de polarisation trop importantes perturbent la mesure. Lors de l'utilisation de la méthode 1, lorsque la gamme de polarisation est trop importante, il est difficile de faire des ajustements acceptables des courbes I-V.

Le système d'acquisition du VGPS à été amélioré durant ma thèse et, dans la nouvelle version, cet offset en courant a été réduit.

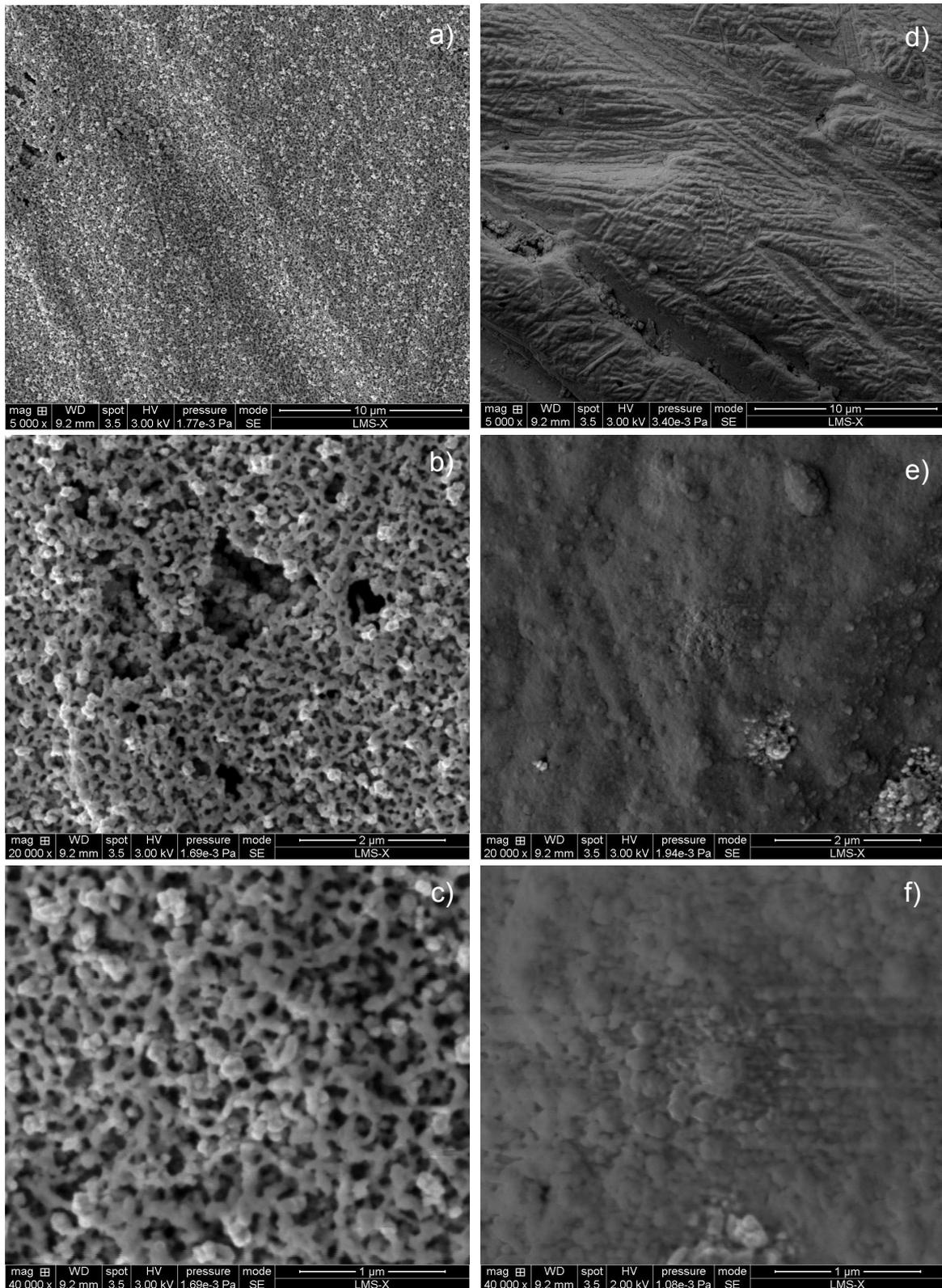
### Déformations des FDEE

La figure 3.13 représente les caractéristiques I-V et leurs dérivées secondes pour plusieurs gammes de polarisation ainsi que plusieurs positions dans un plasma ion-ion. Trois gammes de polarisations ont été utilisées en fonction de la couleur des courbes avec : 30, 10 et 4 V, respectivement de couleur rouge, bleue et noire.

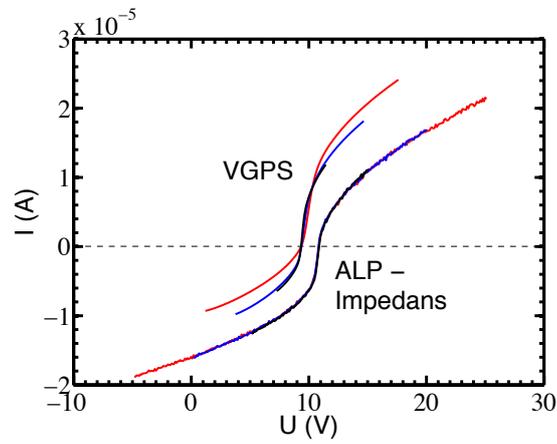
La figure 3.13 (a) montre les caractéristiques I-V et (b) les dérivées secondes correspondantes, enregistrées à 10 cm de la fenêtre en céramique. Les trois caractéristiques I-V semblent être les mêmes et se superposent bien. Cependant en regardant les dérivées secondes correspondantes, on constate que pour la noire et la bleue (gamme de polarisation  $< 10$  V) les résultats sont les mêmes mais la rouge (gamme de polarisation  $> 10$  V) semble avoir des températures ioniques positives plus élevées que la noire et la bleue. La densité d'ions négatifs semble aussi être plus importante. Une différence est donc observée pour des gammes de polarisations trop grandes.

La figure 3.13 (c) représente les caractéristique I-V et (d) leurs dérivées secondes correspondantes, enregistrées à 13 cm de la fenêtre en céramique. On constate pour ces mesures où les densités sont sensiblement plus faibles (courants de saturation divisé par 4) que la gamme de polarisation a une importance capitale. Les dérivées secondes sont encore plus explicites à ce sujet : on observe des changements énormes dans les fonctions de distributions des ions.

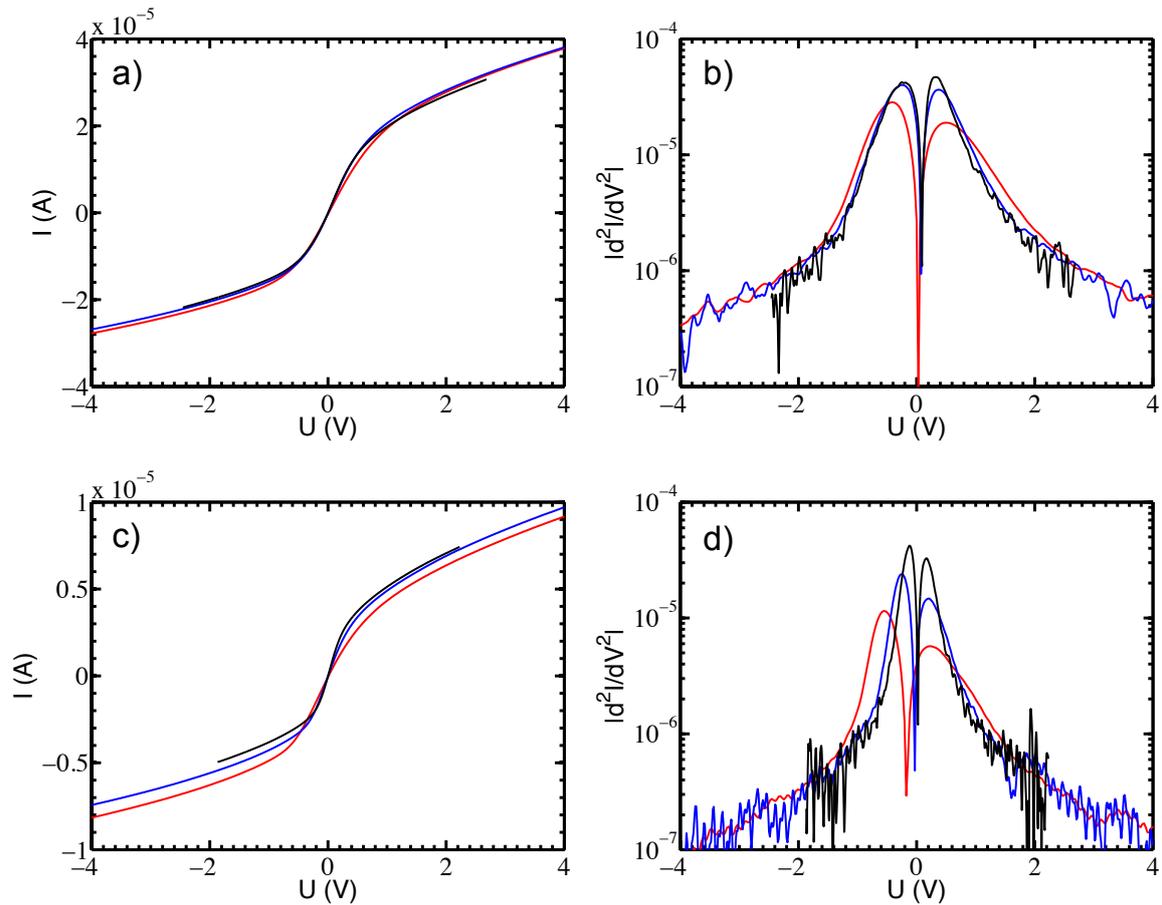
Ces mesures ont révélées la sensibilité du plasma à la polarisation de la sonde de Langmuir, malgré une conception destinée à perturber au minimum le plasma avec un filament de mesure de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre et un support de sonde de 0,2 mm. Il est donc impératif, en plasma ion-ion, de faire de petites gammes de polarisation afin d'éviter la déformation des caractéristiques I-V et de leurs dérivées secondes.



**Figure 3.11** – Images réalisées par un microscope électronique à balayage pour l'études des dépôts en polarisation négative avec un zoom de a)  $\times 5000$ , b)  $\times 20000$  et c)  $\times 40000$  et en polarisation positive avec un zoom de d)  $\times 5000$ , e)  $\times 20000$  et f)  $\times 40000$ .



**Figure 3.12** – Caractéristiques courant-tension en fonction de l'appareil de sonde de Langmuir utilisé pour différentes gammes de polarisation obtenues à 14 cm de la fenêtre en céramique pour un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 2 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm.



**Figure 3.13** – Etude de l'appareil VGPS en fonction de la gamme de polarisation utilisée à 10 cm de la fenêtre en céramique en céramique avec a) les caractéristiques I-V et b) leurs dérivées secondes et à 13 cm de la fenêtre en céramique en céramiques avec c) les caractéristiques I-V et d) leurs dérivées secondes pour un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm.



# Chapitre 4

## Etude du filtre magnétique

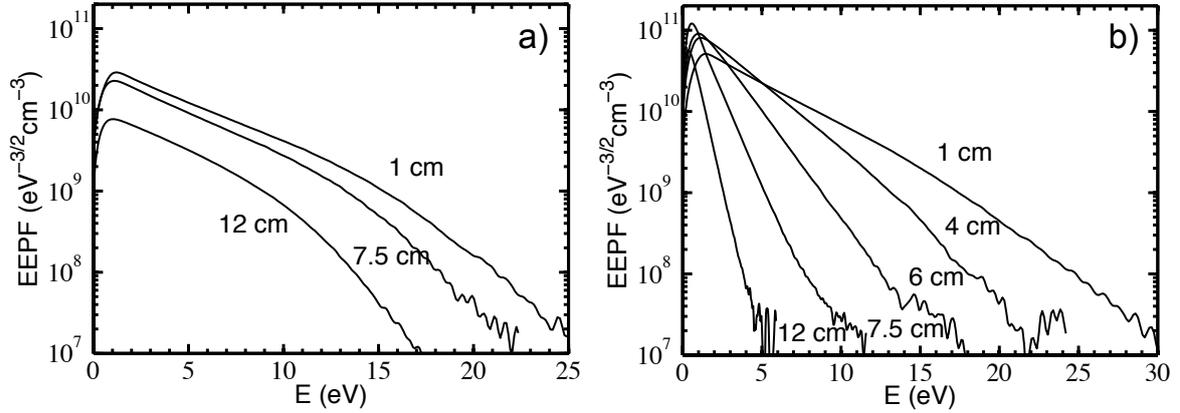
### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Caractéristiques de sonde de Langmuir</b>	<b>54</b>
3.1.1	Caractéristiques courant-tension	55
3.1.2	Dérivée seconde de la caractéristique courant-tension	55
<b>3.2</b>	<b>Méthode 1 : Ajustement des courbes</b>	<b>57</b>
3.2.1	Que mesure-t-on réellement ?	57
3.2.2	Modèle pour l'extraction des paramètres	58
<b>3.3</b>	<b>Méthode 2 : Méthode itérative</b>	<b>61</b>
3.3.1	Pourquoi itératif ?	61
3.3.2	Calcul de l'électronégativité en lisière de gaine	61
3.3.3	Résolution itérative	62
<b>3.4</b>	<b>Comparaison des deux méthodes</b>	<b>63</b>
<b>3.5</b>	<b>Modèles de gaine de sonde de Langmuir</b>	<b>65</b>
3.5.1	Modèle de sonde plane	65
3.5.2	Modèle de sonde cylindrique	66
3.5.3	Comparaison entre les modèles	67
<b>3.6</b>	<b>Problèmes rencontrés dans les plasmas électronégatifs</b>	<b>68</b>
3.6.1	Problèmes avec la sonde	69
3.6.2	Problèmes avec le logiciel de sonde de Langmuir	71

---

L'étude du filtre magnétique a conduit durant ma thèse à la publication de deux papiers, un sur les plasmas électropositifs [Anesland *et al.* 2012] et un sur les plasmas électronégatifs [Bredin *et al.* 2013]. Deux articles sont en cours de rédaction, un sur l'étude plus approfondie de l'effet du filtre magnétique sur les plasmas électropositifs et un autre sur une étude paramétrique de la formation du plasma ion-ion.



**Figure 4.1** – Fonctions de distribution en énergie des électrons obtenues en argon pour une puissance de décharge de 130 W et une pression de 10 mTorr a) sans champ magnétique et b) avec un champ magnétique Gaussien centré à 7,5 cm.

## 4.1 Effet du filtre magnétique sur un plasma électropositif

### 4.1.1 Evolution de la FDEE lors de l'application d'un champ magnétique local

Les caractéristiques I-V de sonde de Langmuir sont traitées de manière à en extraire la Fonction de Distribution en Energie des Electrons (FDEE) [Godyak 2011] comme expliqué au chapitre 2.

#### Sans champ magnétique

La figure 4.1 (a) représente les fonctions de distribution pour plusieurs positions dans le réacteur (1, 7,5 et 12 cm de la fenêtre en céramique). Ces FDEE sont obtenues à une pression de 10 mTorr pour une puissance incidente de 220 W ( $P_d = 130$  W) en l'absence de champ magnétique. Ces FDEE sont non-Maxwelliennes, composées d'une population chaude pour les faibles énergies et d'une population froide pour les hautes énergies, caractéristiques de décharges basse pression et similaires à celles déjà observées dans la littérature pour les mêmes coefficients  $pL$  et puissance RF/densité plasma [Godyak *et al.* 2002], expliquées dans la section 1.2.1. Les électrons énergétiques sont perdus par collisions inélastiques : excitation ( $E_{ex}(\text{Ar}) = 11,55$  eV) et ionisation ( $E_{iz}(\text{Ar}) = 15,76$  eV). Les pertes aux parois sont aussi importantes pour les électrons d'énergie supérieure au potentiel plasma qui en auront ainsi suffisamment pour franchir la barrière de potentiel de la gaine. Les électrons de faible énergie piégés par les gaines ont une énergie moyenne d'environ 4 eV sur l'ensemble du réacteur. Les électrons énergétiques sont, eux, à des énergies moyennes de 2,2, 1,8 et 1,6 eV correspondant respectivement à 1, 7,5 et 12 cm.

### Avec champ magnétique

La figure 4.1 (b) représente les FDEE en plusieurs endroits du plasma lorsqu'un champ magnétique gaussien centré à 7,5 cm est appliqué au plasma. On constate que les FDEE deviennent Maxwelliennes avec l'ajout du champ magnétique, malgré une légère déplétion pour la FDEE obtenue à 1 cm de l'antenne pour des énergies supérieures à  $\sim 18$  eV. La densité électronique est plus importante avec un champ magnétique appliqué que sans champ. Ainsi, la fréquence de collision électron-électron est plus élevée et celle-ci tend à rendre Maxwellienne la fonction de distribution. La température électronique décroît au fur et à mesure que l'on se rapproche du maximum de champ magnétique. Les FDEE sont Maxwelliennes dans toute la décharge, le champ magnétique ne fait donc pas de sélection en énergie puisqu'aucune dépopulation en fonction de l'énergie n'est observée sur la FDEE. Toutes les informations sur le plasma sont alors contenues dans la température et la densité (obtenues par l'intégrale de la FDEE). Pour la suite des expériences en argon, seules les températures moyennes et les densités seront représentées.

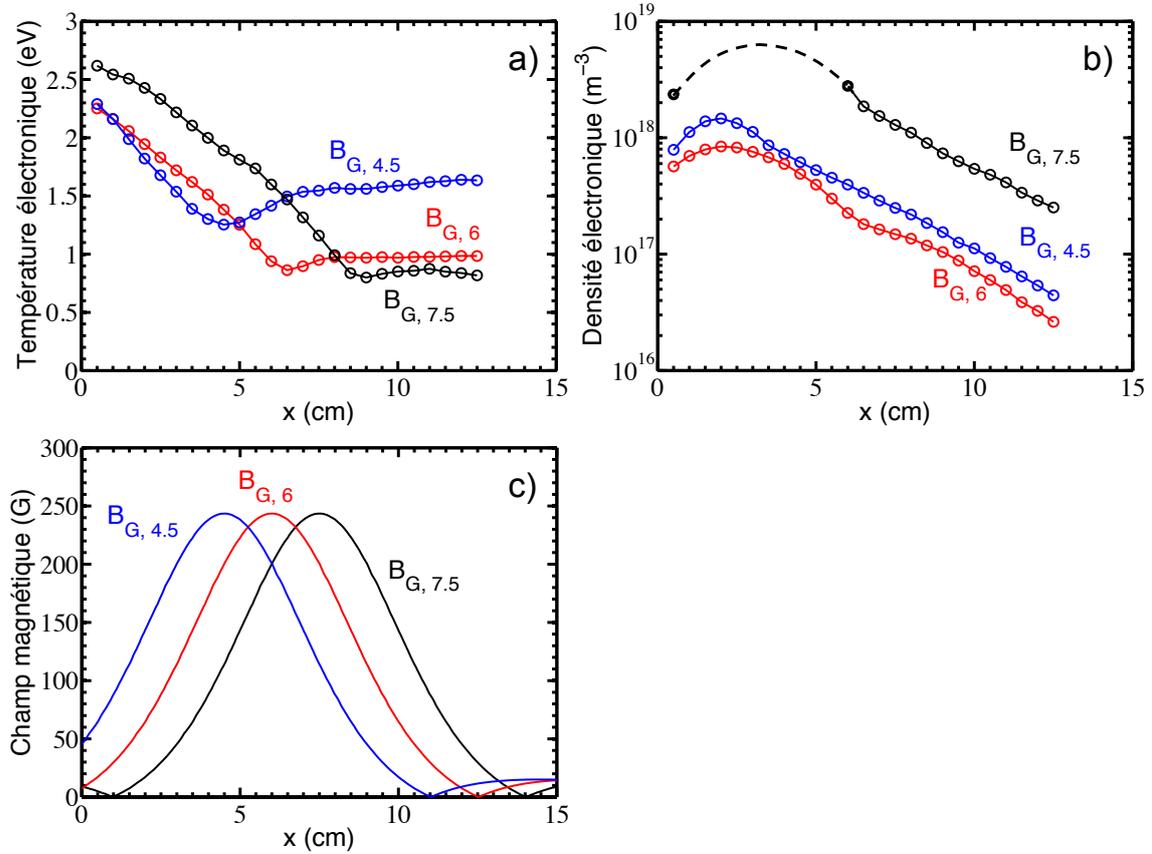
#### 4.1.2 Contrôle de la température électronique

Le premier but de cette étude est de comprendre comment contrôler la température électronique dans notre réacteur, que ce soit au moyen de champs magnétiques ou de la pression. Le transport au travers d'un champ magnétique local est aussi une de nos motivations, car il est toujours très difficile de comprendre tous les mécanismes en jeu lors de la diffusion au travers d'un champ magnétique. Les différentes configurations de champ magnétique présentées dans la sous-section 2.1.4 permettront de comprendre l'effet du champ magnétique sur la température électronique.

#### Effet de la position du filtre magnétique

La position du filtre magnétique a un gros impact sur le comportement du plasma. La figure 4.2 représente les résultats pour trois positions du champ magnétique Gaussien :  $B_{G,7.5}$ ,  $B_{G,6}$  et  $B_{G,4.5}$ , respectivement centrés en 7,5, 6 et 4,5 cm. Les mesures ont été réalisées à une puissance incidente de 180 W et une pression de 50 mTorr, car, en dessous de cette pression, il est impossible de maintenir la décharge, pour les champs  $B_{G,6}$  et  $B_{G,4}$ .

La figure 4.2 (a) représente la température électronique en fonction de la distance à la fenêtre de céramique pour les différentes positions du maximum de champ magnétique dont les intensités dans l'axe de mesure sont illustrées sur la figure 4.2 (c). Lorsque le maximum de champ magnétique est localisé à 7,5 cm ( $B_{G,7.5}$ ), la température électronique décroît de 2,6 eV à 0,5 cm jusqu'à 0,8 eV à 8,5 cm, et demeure constante jusqu'à la sortie de réacteur. Lorsque les aimants sont déplacés pour obtenir un champ magnétique maximum à 6 cm ( $B_{G,6}$ ), la température électronique décroît de 2,3 eV à 0,5 cm jusqu'à 6,5 cm où elle atteint 0,9 eV, une légère remontée est observée par la suite durant 1,5 cm et reste constante à 1eV. Pour les



**Figure 4.2** – Paramètres plasma pour une décharge d’argon à 50 mTorr pour une puissance incidente de 180 W pour différents champs magnétiques appliqués avec a) la température électronique, b) la densité électronique et c) l’intensité des différents champs magnétiques utilisés en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.

aimants positionnés à 4,5 cm ( $B_{G,4.5}$ ), la température décroît de 2,3 à 1,2 eV de 0,5 à 4,5 cm puis remonte de 4,5 à 7 cm passant de 1,2 à 1,6 eV. Pour tous les cas :

- La température électronique décroît pendant le gradient positif du champ magnétique (où l’intensité du champ magnétique augmente).
- Plus le champ magnétique est proche de la fenêtre en céramique, moins la température électronique décroît dans le premier gradient. Dans certains cas, elle augmente après le maximum de champ magnétique. Ainsi, les températures en sortie de réacteur sont de 0,8, 1 et 1,6 eV pour les champs magnétiques respectivement centrés en 7,5, 6 et 4,5 cm.
- La présence d’un champ magnétique au niveau de l’antenne excitatrice semble affecter la température électronique. En effet, pour  $B_{G,7.5}$ , le champ magnétique au niveau de l’antenne est quasiment nul et la température électronique y est de 2,6 eV, or pour  $B_{G,6}$  et  $B_{G,4.5}$  le champ magnétique au niveau de l’antenne n’est plus négligeable, la température électronique pour ces deux cas est alors de 2,3 eV.

La figure 4.2 (b) représente la densité électronique correspondant au cas vu précédemment.

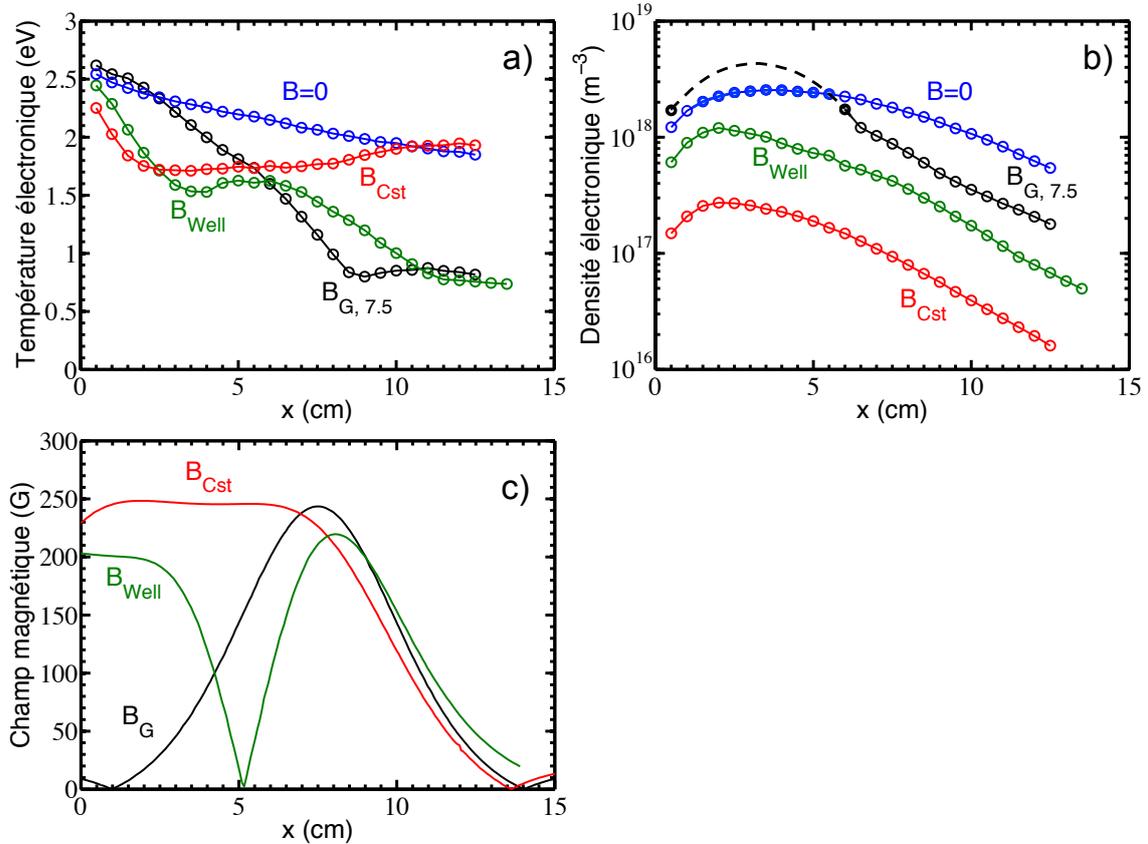
La courbe de densité pour le champ magnétique centré en 7,5 cm ( $B_{G,7.5}$ ) est saturée entre 1 et 5,5 cm, comme expliqué à la [section 3.6.1](#). Les mesures de densité montrent que le champ magnétique confine le plasma, avec un maximum qui se décale en fonction du maximum de champ magnétique. Pour  $B_{G,7.5}$ , le coeur du plasma s'étale de 0,5 à 6,5 cm, pour  $B_{G,6}$ , le coeur du plasma est compris entre 0,5 et 5,5 cm et pour  $B_{G,4.5}$  est compris entre 0,5 et 4 cm. La différence de densité entre les trois courbes est en partie due à la puissance injectée dans le plasma. En effet, la puissance de décharge n'est jamais égale à la puissance incidente, il y a toujours des pertes (effet Joule, couplage antenne/plasma, mauvais accord, etc.) qui dépendent des conditions expérimentales. Le couplage entre le champ magnétique DC et le champ magnétique RF créé par l'antenne change la puissance injectée aux électrons. La présence d'un champ magnétique au niveau de la zone d'ionisation pour  $B_{G,6}$  et  $B_{G,4.5}$  favoriserait la diffusion des électrons le long des lignes de champ et donc les pertes aux parois.

### Effet du gradient de champ magnétique

Il a été montré précédemment que le gradient positif de champ magnétique semble être la cause du refroidissement des électrons. Dans cette partie, plusieurs gradients de champ magnétique et des champs magnétiques constants ont été imposés au plasma afin de mieux comprendre comment le gradient influence la température et la densité électronique.

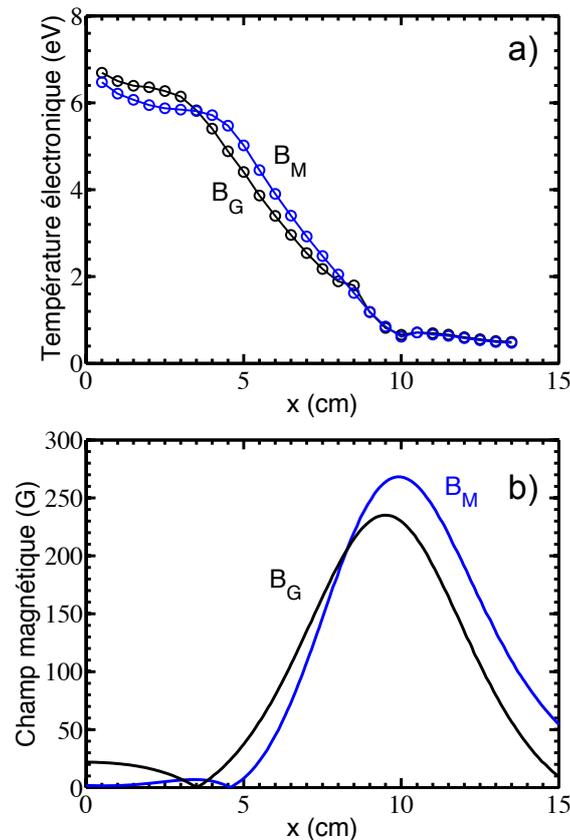
**Sur la température électronique** La figure 4.3 (a) représente la température pour trois configurations de champ magnétique (le champ gaussien, un champ constant et le champ type puit) dont les intensités sont présentées sur la figure 4.3 (c) et sans champ magnétique pour des mesures réalisées à 50 mTorr. Sans champ magnétique, la température électronique décroît de 2,6 à 1,9 eV depuis l'antenne excitatrice jusqu'à la sortie du réacteur. Pour  $B_{G,7.5}$ , la température électronique décroît dans le gradient positif du champ magnétique, passant de 2,6 à 0,8 eV de 0,5 à 8,5 cm et reste constante à 0,8 eV jusqu'à la sortie du réacteur. Lorsque l'on applique le champ constant ( $B_{Cst}$ ) de 250 G, la température électronique décroît durant les deux premiers centimètres de 2,3 à 1,7 eV, demeure constante de 2 à 8 cm et augmente légèrement pour finir à 2 eV en sortie de réacteur. L'évolution et les valeurs de température pour le champ magnétique constant de 140 G sont équivalent à ceux obtenus pour 250 G. Lors de l'application du champ magnétique de type "puits" ( $B_{Well}$ ), on constate une tendance similaire à celle du champ constant sur les 6 premiers centimètres, puis la température électronique décroît de 6 cm jusqu'à 11 cm, durant le gradient positif et le début du gradient négatif du champ magnétique.

La figure 4.4 (a) représente l'évolution de la température électronique pour deux gradients de champ magnétique différents, illustrés sur la figure 4.4 (b), pour une pression de 1 mTorr et une puissance de 220 W. La température électronique pour  $B_G$  est constante à 6,5 eV sur les trois premiers centimètres, puis décroît de 6,3 à 0,5 eV de 3 à 10 cm et reste constante à 0,5 eV jusqu'à la sortie. Pour  $B_M$ , la température est presque constante à 6 eV sur les quatre premiers centimètres puis décroît de 6 à 0,5 eV de 4 à 10 cm et demeure constante par la suite.



**Figure 4.3** – Paramètres plasma pour une décharge d’argon à 50 mTorr pour une puissance incidente de 180 W pour différents champs magnétiques appliqués avec a) la température électronique, b) la densité électronique et c) l’intensité des différents champs magnétiques utilisés en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.

- D’après la figure 4.3 (a), la température électronique n’est donc pas sensible à l’intensité du champ magnétique mais bien au gradient : pour la configuration constante, la température décroît simplement sur les deux premiers centimètres, probablement à cause du couplage entre le champ magnétique RF de l’antenne et le champ magnétique DC des aimants. De plus, les températures électroniques sont les mêmes pour deux intensités de champs constants (140 et 250 G).
- Le champ type ”puit” montre que la température ne décroît pas seulement dans le gradient positif. Cependant, dans cette configuration, l’inversion de champ magnétique à 5 cm et la diffusion off-axis peut être responsable de cette chute de température dans le gradient négatif.
- La figure 4.4 (a) montre que la variation de la température électronique est dépendante du gradient de champ magnétique. Pour des valeurs de champ équivalentes, un gradient plus abrupt permet de faire décroître plus efficacement la température électronique, à 7 cm pour  $B_G$  et à 6 cm pour  $B_M$ .

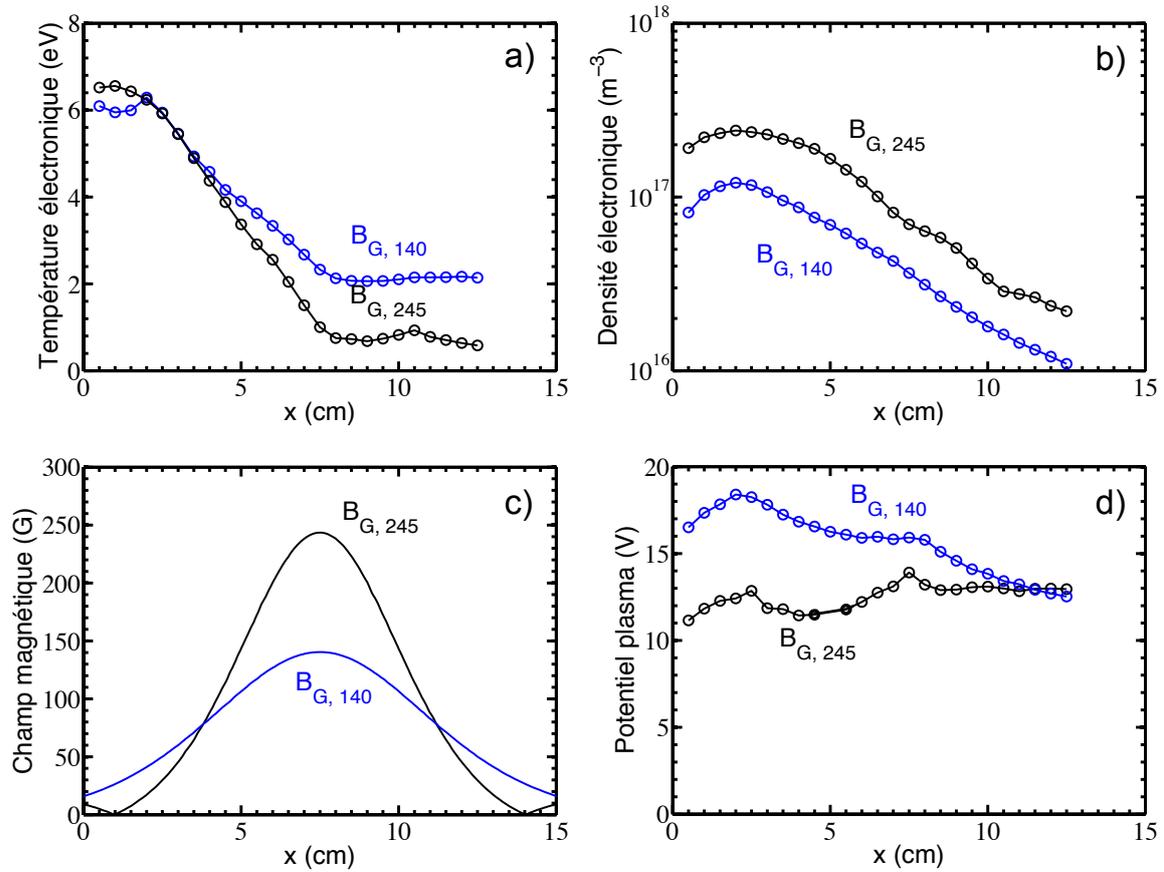


**Figure 4.4** – a) évolution de la température pour différents magnétiques imposé et b) intensité des différents champs magnétique en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.

**Sur la densité électronique** La figure 4.3 (b) représente la densité électronique pour chacun des cas illustrés sur la figure 4.3 (c).

Sans champ magnétique ( $B = 0$ ), la densité est maximum à 4 cm et diffuse vers la sortie. Dès que l'on impose un champ magnétique Gaussien centré en 7,5 cm ( $B_{G,7.5}$ ), on constate que la densité entre la fenêtre en céramique et le maximum de champ magnétique est plus élevée que pour le cas sans champ magnétique et qu'elle est moins élevée après 6 cm. Le champ magnétique semble, dans ce cas là, confiner les électrons avant le maximum de champ magnétique, celui-ci semble diminuer le coefficient de diffusion des électrons et donc prévenir leur diffusion perpendiculairement aux lignes de champ magnétique.

Dans le cas du champ magnétique constant, le maximum de densité est observé à 2 cm, puis la densité décroît plus efficacement que dans le cas sans champ magnétique. Le champ magnétique constant semble augmenter les pertes en électrons, puisque la densité chute plus vite une fois hors de la zone d'ionisation. Le champ magnétique a pour effet d'avoir un faible coefficient de diffusion perpendiculaire au ligne de champ, mais un coefficient de diffusion classique le long des lignes de champ. Ainsi les électrons doivent être perdus sur les parois



**Figure 4.5** – Paramètres plasma pour une décharge d’argon à 1 mTorr pour une puissance incidente de 220 W pour différents champs magnétiques appliqués avec a) la température électronique, b) la densité électronique, c) l’intensité des différents champs magnétiques utilisés et d) le potentiel plasma en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.

perpendiculaires aux lignes de champ magnétique.

Dans le cas du champ type ”puit”, on observe les mêmes tendances que pour le champ constant avec des densités plus élevées d’un facteur trois environ. Les tendances peuvent être expliquées de la même manière que dans le cas du champ constant.

### Effet de l’intensité du champ magnétique

L’effet du gradient positif du champ magnétique étant avéré, l’effet de l’intensité du champ magnétique est maintenant étudié. Pour réduire l’intensité du champ magnétique, les aimants ont été éloignés du réacteur de 2 cm. Le champ Gaussien résultant est représenté sur la figure 4.5 (c) avec le champ magnétique Gaussien de 245 G. Les mesures ont été réalisées à 1 mTorr pour une puissance incidente de 220 W.

La figure 4.5 (a) montre l’évolution de la température électronique en fonction de la distance

à la fenêtre en céramique. Pour les deux configurations de champ magnétique, la température est quasiment constante sur les deux premiers centimètres et la décroissance se produit sur l'intervalle entre 2 et 8 cm. Dans le cas  $B_{G,245}$ , la température décroît de 6,2 à 0,6 eV, alors que dans le cas  $B_{G,140}$  la température diminue de 6,2 à 2 eV. Comme montré précédemment, la décroissance de la température électronique se produit dans le premier gradient de champ magnétique.

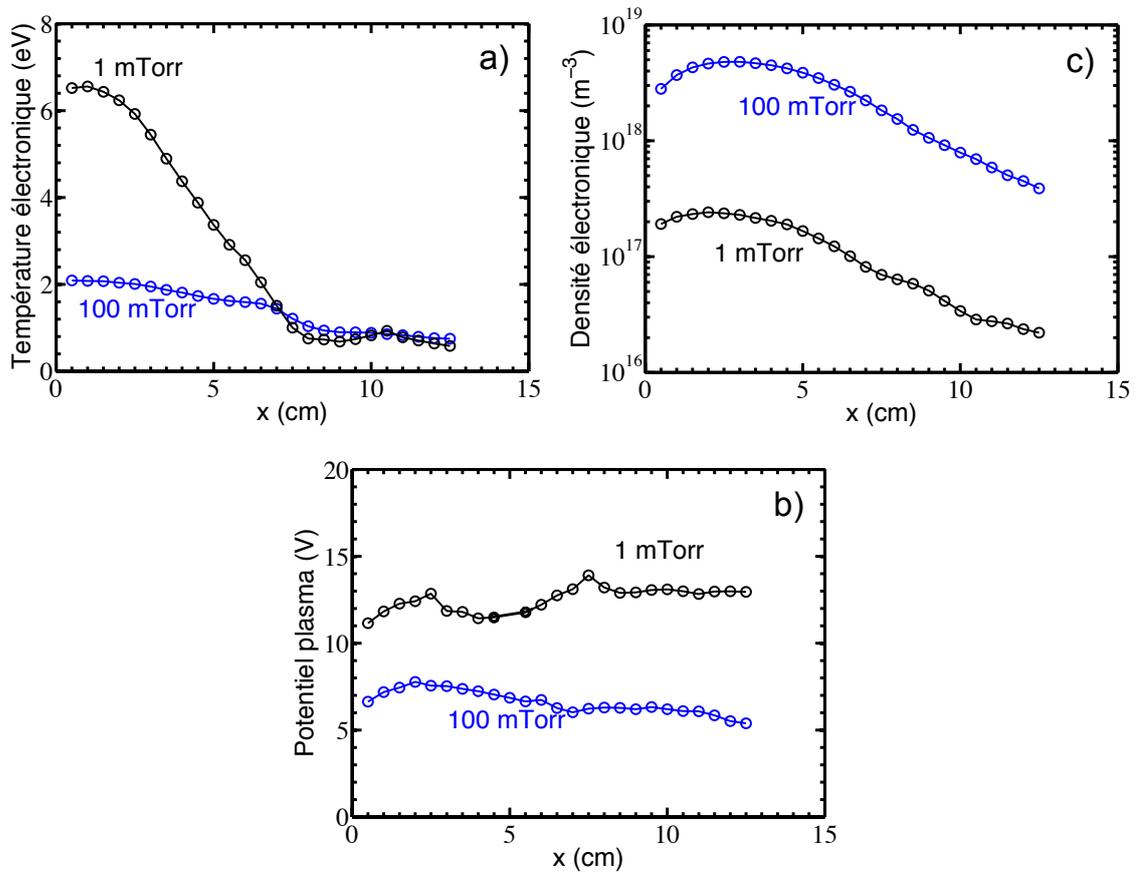
La figure 4.5 (b) représente l'évolution de la densité électronique pour les deux valeurs de champ magnétique. On constate que pour  $B_{G,245}$ , la zone où la densité électronique est maximum se situe entre 0,5 et 5 cm. La densité décroît ensuite, avec un léger rebond à 7,5 cm où le champ magnétique est maximum. Pour le cas  $B_{G,140}$  la zone de densité maximum est localisée entre 0,5 et 3,5 cm puis la densité décroît exponentiellement. Pour le champ magnétique de 140 G, les électrons semblent confinés plus près de l'antenne que dans le cas à 245 G. Or, pour le cas  $B_{G,140}$ , le gradient de champ magnétique s'étale de 0 à 7,5 cm alors que dans le cas  $B_{G,245}$ , le gradient s'étale de 2 à 7,5 cm. Il est donc possible que la différence entre les gradients agisse sur le confinement des électrons.

La figure 4.5 (d) montre l'évolution du potentiel plasma, ces mesures de potentiels n'étaient pas disponibles pour les mesures précédentes et sont le fruit de l'évolution du logiciel d'acquisition des caractéristiques I-V. Pour  $B_{G,245}$ , le potentiel plasma croît légèrement depuis l'antenne jusqu'à la sortie, passant de 11 V à 0,5 cm à 13 V à 12,5 cm. Deux maxima locaux sont observés, un à 2,5 cm avec un potentiel plasma de 13 V et l'autre à 7,5 cm avec un potentiel de 15 V. Pour le cas  $B_{G,140}$ , le potentiel passe de 17 V à 0,5 cm à 13 V à 13,5 cm. Deux maxima locaux sont observés à 2 cm où le potentiel est de 19 V et 8 cm où le potentiel est de 16 V. On constate que les potentiels plasmas pour les deux cas possèdent deux maxima locaux, localisés entre 2 et 2,5 cm et entre 7,5 et 8 cm, correspondant respectivement à l'épaisseur de peau de la source d'ionisation et au maximum de champ magnétique.

L'effet de l'intensité du champ magnétique a été étudié et semble contrôler la température après le maximum de champ magnétique. Pour une valeur de champ magnétique de 245 G, la température en sortie de champ magnétique est de 0,6 eV alors que pour un champ de 140 G, la température en sortie de champ magnétique est de 2 eV. Il est donc possible de contrôler la température en sortie de champ magnétique grâce à l'intensité de celui-ci.

Dans la section 1.3, plusieurs théories sont avancées pour expliquer la diffusion des électrons au travers du filtre magnétique.

- L'approche cinétique décrit le refroidissement comme une marche aléatoire. Plus l'intensité du champ magnétique augmente, plus le rayon de Larmor des électrons est faible. Les électrons ayant traversé le champ magnétique auront donc subi plus de collisions avec l'augmentation du champ magnétique qui correspond alors à une perte d'énergie plus importante.
- L'approche fluide donne un coefficient de diffusion  $D_{\perp e} \propto 1/\sqrt{T_e}B^2$ , donc plus le champ magnétique est important, plus la diffusion des électrons est ralentie. La ségrégation en température est alors accentuée et plus le champ magnétique augmente, plus le filtre est efficace et les populations froides diffusent au travers du filtre.



**Figure 4.6** – Paramètres plasma pour une décharge d’argon à 1 mTorr pour une puissance incidente de 220 W pour différentes pressions (1 et 100 mTorr) avec a) la température électronique, b) la densité électronique et c) le potentiel plasma en fonction de la distance à la fenêtre en céramique.

Quelque soit la théorie utilisée, l’augmentation du champ magnétique conduit bien à une diminution de la température électronique en sortie de champ magnétique.

### Effet de la pression

Un moyen bien connu de contrôler la température électronique est de jouer avec le facteur  $pL$ , où  $p$  est la pression dans le réacteur et  $L$  la longueur caractéristique du plasma. Ainsi, plus le facteur  $pL$  est grand, plus la température électronique est élevée et inversement [Godyak *et al.* 2002]. Des expériences à différentes pressions ont permis de mettre en évidence l’influence de la pression avec un champ magnétique Gaussien centré à 7,5 cm.

La figure 4.6 (a) montre l’évolution de la température électronique en fonction de la pression dans le réacteur. Pour 1 mTorr, on retrouve les résultats présentés précédemment. Pour 100 mTorr, la température décroît de manière similaire au cas sans champ magnétique de 2 eV à 1,7 eV entre 0,5 et 6,5 cm, puis décroît de 1,7 à 0,8 eV entre 6,5 et 8,5 cm et demeure

constante jusqu'à la sortie du réacteur.

La figure 4.6 (b) représente l'évolution de la densité en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. Pour les deux pressions, la densité électronique évolue de la même manière. La différence entre les deux courbes est due à la pression qui rend plus efficace l'ionisation et donc pour une pression plus élevée, la densité est plus importante.

La figure 4.6 (c) représente l'évolution du potentiel plasma. Le potentiel plasma pour 1 mTorr a déjà été présenté précédemment. Le potentiel pour 100 mTorr est quasiment constant autour de 6 V. Un maximum est observé à 2 cm qui semble correspondre à l'épaisseur de peau de la source d'ionisation.

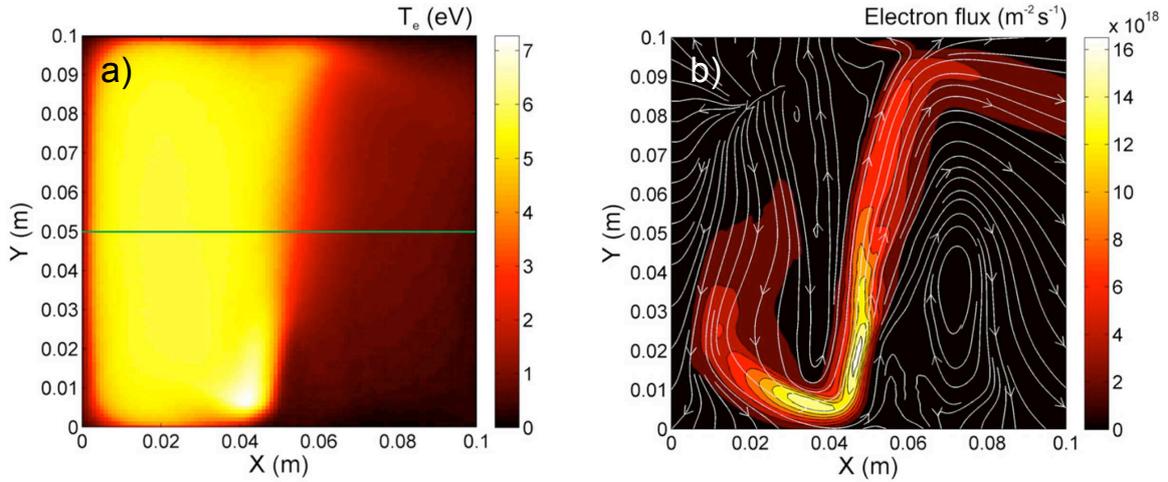
Cette expérience nous montre que la température en amont du champ magnétique est régulée par la pression, alors que la température en aval du champ magnétique est la même pour des pressions différentes. Ceci confirme ce qui a été montré précédemment : la température après le maximum de champ magnétique ne dépend simplement que de l'intensité du champ magnétique. Le confinement magnétique des électrons, comme montré à la section 1.3.2, est fonction du paramètre de Hall :  $H = \nu_{e-n}/\omega_{ce}$ . En utilisant les fréquences de collisions de [Lister *et al.* 1996] et les paramètres plasmas lorsque le champ magnétique commence à avoir un effet sur la température électronique : à 100 mTorr,  $T_e = 1,3$  eV et  $B = 220$  G et à 1 mTorr,  $T_e = 6,4$  eV et  $B = 10$  G, on peut calculer un paramètre de Hall. On constate alors que pour les deux cas, le paramètre de Hall a une valeur de  $H = 20$ . Le champ magnétique semble avoir un effet sur les électrons pour un paramètre de Hall supérieur à 20.

### 4.1.3 Etude hors de l'axe centrale du propulseur

Des simulations 2D dans des conditions similaires aux nôtres nous ont incitées à faire des mesures d'uniformité du plasma en 3D [Kolev *et al.* 2012, Boeuf *et al.* 2012ab]. Ces simulations sont représentés sur les figures 4.7 (a) et (b) et montre des structures sur la température dues aux flux d'électrons au travers de la barrière magnétique. C'est ainsi qu'un support de sonde courbé a été dimensionné afin de cartographier en 3 dimensions le plasma et vérifier son uniformité.

#### Cartographie 3 dimensions

La figure 4.8 (a) représente la température électronique en 3 dimensions dans le réacteur. L'échelle de couleur représente la température électronique. On observe, comme dans les mesures précédentes, la chute de la température électronique dans l'axe  $x$ . Dans l'axe  $y$ , les températures sont uniformes, ce qui est cohérent car le champ magnétique est uniforme dans cette direction. Par contre, dans l'axe  $z$ , on remarque une légère différence. La figure 4.8 (b) montre la coupe  $xz$  du réacteur, afin d'observer cette non uniformité. Pour les mesures proches des parois ( $z = 6,4$  cm), la température décroît de 4 à 7,5 cm, alors que la température au centre décroît de 2,5 à 7,5 cm. En superposant l'évolution des températures avec les lignes



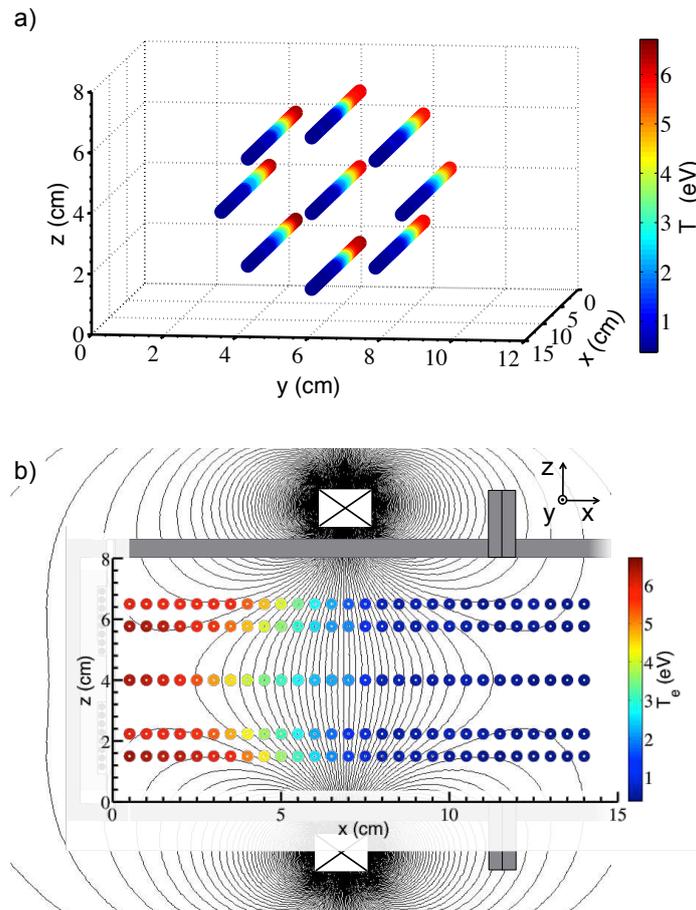
**Figure 4.7** – Evolution de a) la température électronique et b) flux d'électron dans l'espace de simulation avec une zone d'injection centré en  $x = 0,02$  m et un champ magnétique gaussien centré en  $x = 0,05$  m d'une intensité de 50 G [Kolev *et al.* 2012].

de champ magnétique, on constate que les températures électroniques sont constantes le long des lignes de champ magnétique.

La figure 4.10 (a) et (b) représente l'évolution de la densité électronique et du potentiel plasma dans le plan  $xz$  correspondant aux mesures de température de la figure 4.8. Les mesures de densités montrent qu'il n'y a pas de structure correspondant à celle observée sur  $T_e$ , simplement que le coeur du plasma est plus dense, localisé entre  $x = 2,5$  cm et  $z = 4$  cm. Le plasma semble confiné par le champ magnétique, comme montré précédemment, car la densité décroît efficacement de 5 à 7,5 cm. On observe sur le potentiel plasma une variation entre 11 et 16 V en fonction de la région du plasma. Le potentiel plasma décroît dans le champ magnétique, mais n'est pas uniforme selon  $z$  : au centre du réacteur le potentiel plasma est plus important et pour les régions plus proches des parois, le potentiel plasma décroît.

### Observations des structures

Les mesures off-axis sont effectuées à  $\sim 3$  cm du centre du plasma, ce qui est bien pour observer des structures dans la direction  $z$  car la paroi est à 4 cm du centre mais dans la direction  $y$  la paroi est à 6 cm du centre, ainsi des structures créées par le drift des électrons pourraient être visibles si les mesures étaient effectuées plus proches des parois. Il est alors possible que cette résolution spatiale en  $y$  ne permette pas de résoudre des structures créées par le drift des électrons dans la barrière magnétique illustré sur la figure 4.7. Ces simulations sont réalisées avec un champ magnétique de 50 G et avec une paroi polarisée en  $x = 0,1$  m ce qui diffère de notre expérience. Les structures observées ne sont peut être pas présentes dans nos conditions expérimentales. Les photos de la figure 4.9 ont été réalisées à des intensités de champ magnétique plus faibles, indiquant que de tels structures sont créées dans notre

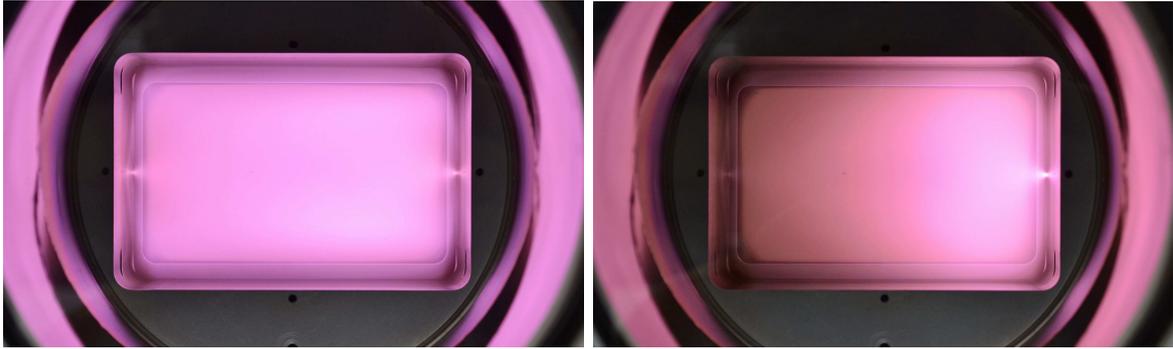


**Figure 4.8** – Cartographie 3 dimensions en argon à 10 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm avec a) une représentation 3 dimensions de la température électronique et b) une coupe  $xz$  superposé avec une simulation des lignes de champ magnétique dans le réacteur.

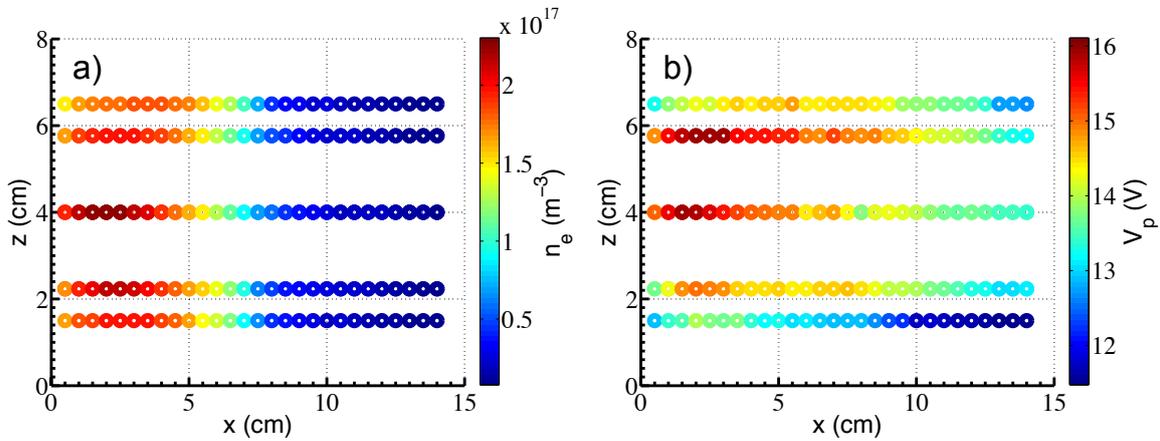
réacteur, mais pas encore mesurées.

### Effet de la configuration magnétique

La figure 4.11 (b) représente la mesure de température électronique dans l'axe (on-axis) et excentrée (off-axis) à 1 mTorr pour une puissance de 220 W et un champ magnétique Gaussien. La mesure on-axis montre les mêmes résultats que précédemment,  $T_e$  décroît de 6 à 0,6 eV de 0,5 à 8 cm alors que pour la mesure off-axis, la température électronique reste constante à 6 eV jusqu'à 3 cm puis décroît jusqu'à 8 cm pour atteindre une valeur de 0,6 eV. Comme observé sur la coupe de la cartographie 3 dimensions, la température électronique suit les lignes de champ magnétique. Elle décroît donc plus efficacement sur le bord du réacteur car les lignes de champ magnétique y sont plus proches qu'au centre. La figure 4.11 (e) montre la même mesure mais avec le champ magnétique modifié.  $T_e$  on-axis est constante de 0,5 à



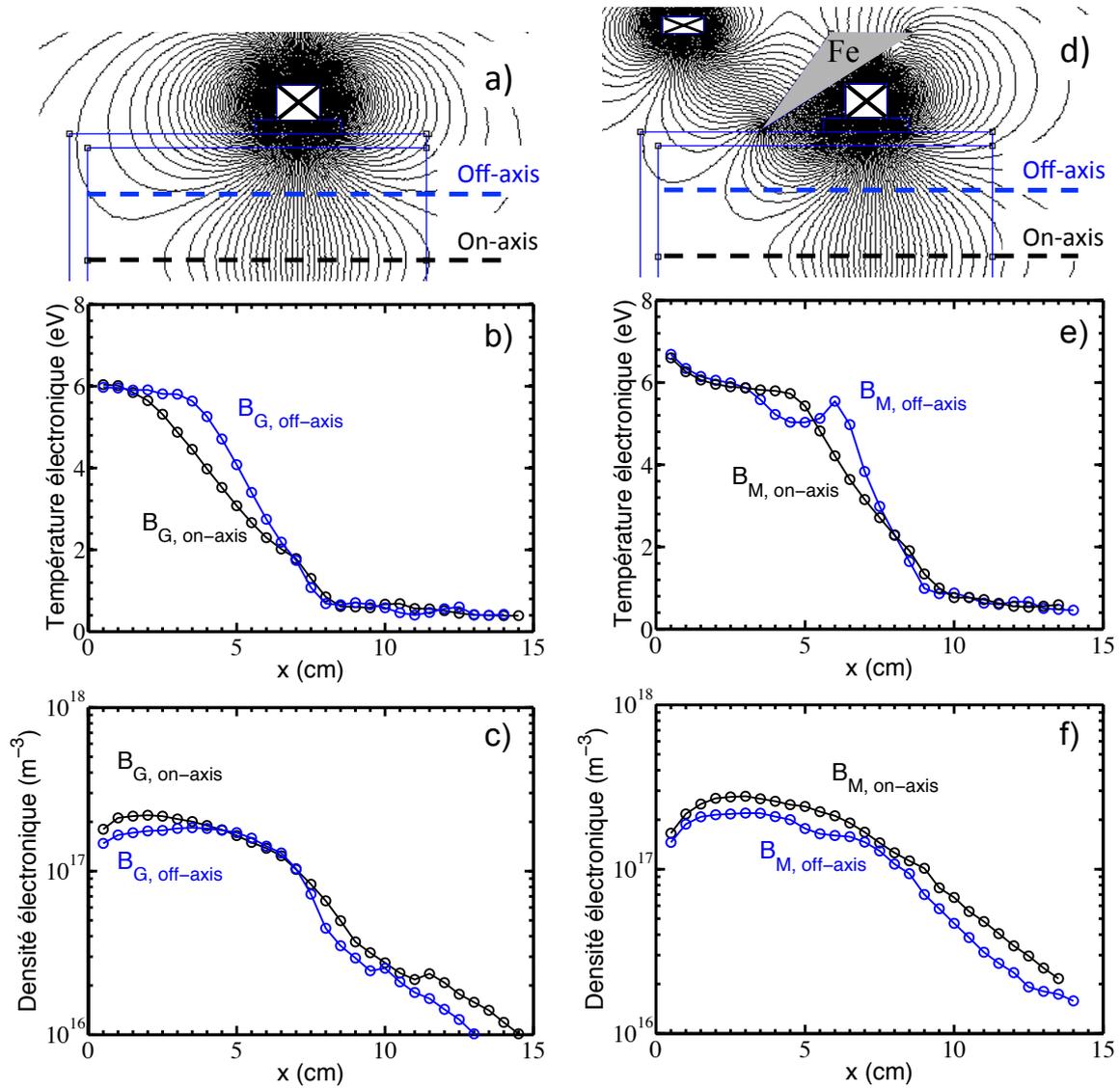
**Figure 4.9** – Photo représentant à gauche un plasma d’argon avec le champ magnétique Gaussien de 245 G et à droite le même plasma d’argon avec le champ magnétique Gaussien de 150 G.



**Figure 4.10** – Paramètres plasmas sur la coupe  $xz$  du réacteur en argon à 10 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm avec a) la densité électronique et b) le potentiel plasma.

4,5 cm autour de 6 eV puis décroît jusqu’à une valeur de 0,6 eV obtenue à 9,5 cm. Pour la mesure off-axis,  $T_e$  est constante jusqu’à 2,5 cm où elle subit une inflexion passant par une valeur de 5 eV à 4,5 cm pour remonter à 6 eV à 5,5 cm puis décroître jusqu’à 0,6 eV à 8,5 cm. Cette inflexion entre 2,5 et 5,5 cm n’a pas été observée pour le champ magnétique Gaussien. Cette structure peut être due aux boucles magnétiques observées sur les lignes de champ magnétique créées par le circuit magnétique qui permet d’obtenir un gradient plus important. Cette boucle semble piéger les électrons de faibles énergies.

La figure 4.11 (e) représente la densité électronique on et off-axis avec le champ Gaussien en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. On constate que les densités avant le maximum de champ magnétique sont quasiment équivalentes. La densité off-axis décroît plus efficacement dans le champ magnétique que celle on-axis. On constate un minimum local sur la densité à 9,5 cm pour la mesure off-axis alors que pour la mesure on-axis, ce minimum est localisé à 11 cm. La figure 4.11 (f) montre la densité électronique on et off-axis dans le

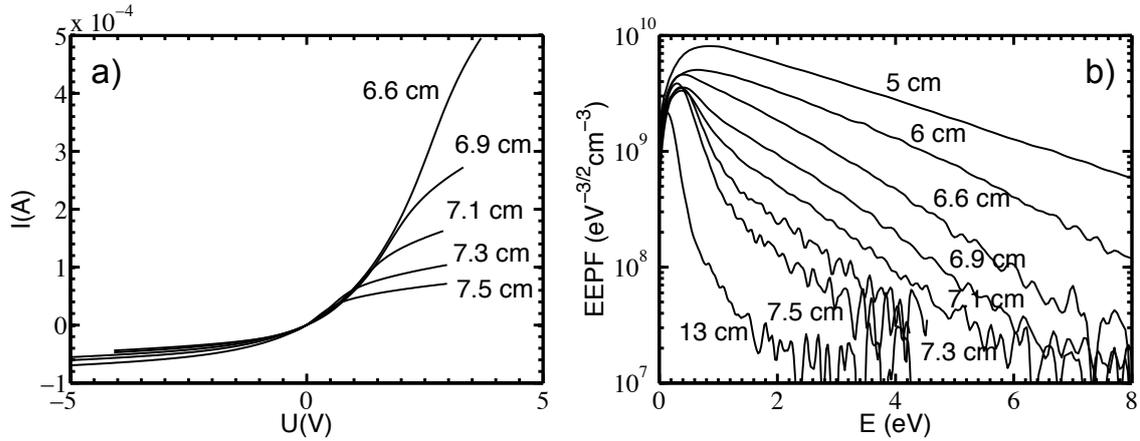


**Figure 4.11** – Evolution de la température électronique on et off-axis à 1 mTorr pour une puissance de 220 W et un champ magnétique (a) Gaussien et (b) Modifié avec les configurations magnétiques et leurs lignes de champs magnétiques.

cas de la configuration de champ modifiée. Les densités off-axis sont légèrement inférieures à celles on-axis, sinon les variations sont identiques, mis à part un plateau qui coïncide avec l'inflexion observée sur la température électronique autour de 5 cm.

#### 4.1.4 Conclusion pour le cas électropositif

Le champ magnétique, comme expliqué précédemment, est utile pour le contrôle des électrons indépendamment des ions. Dans cette partie, nous avons mis en évidence comment la température



**Figure 4.12** – Evolution dans la zone du maximum de champ magnétique de a) la caractéristique I-V et b) de sa dérivée seconde en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré en 7,5 cm.

électronique peut être contrôlée au moyen d'un champ magnétique local.

- La pression dans le réacteur contrôle la température électronique dans la zone d'ionisation, en amont du champ magnétique.
- L'intensité du champ magnétique contrôle la valeur de la température électronique en sortie du champ magnétique pour  $H > 20$ .
- Le gradient de champ magnétique contrôle le gradient de diminution de la température électronique au travers du champ magnétique.
- La position du champ magnétique détermine la localisation du minimum de température qui survient en son maximum d'intensité, ou juste après (1 cm).

D'après les mesures en 3 dimensions, il semble qu'aucune structure sur la densité électronique induite par le champ magnétique ne soit présente dans notre réacteur. Une collaboration avec Gerjan Hagelaar est en cours pour comparer les mesures expérimentales avec les résultats d'un modèle fluide. Le but est de comprendre la formation de structures dans le plasma dues aux drifts ou aux gradients, qui semblent visibles que dans certaines conditions.

## 4.2 Effet du filtre magnétique sur un plasma électronégatif

Les mesures en plasma électropositif nous ayant permis de comprendre comment contrôler la température électronique dans le réacteur, des mesures en plasma électronégatif ont été réalisées afin d'apprécier l'influence de ce contrôle de la température électronique sur la formation du plasma ion-ion.

### 4.2.1 Caractéristique courant-tension et Fonction de distribution en énergie des électrons

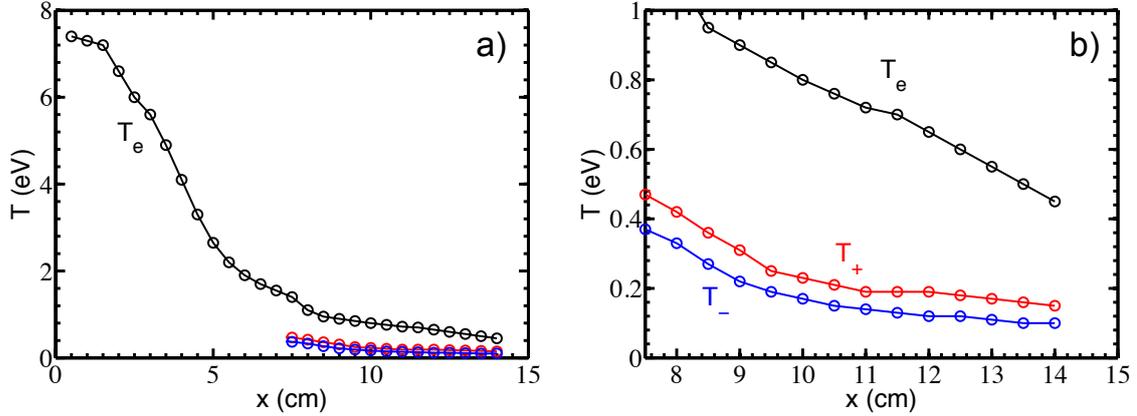
Les mesures en SF<sub>6</sub> pur ont été réalisées de la même manière qu'en argon avec une puissance de 220 W, une pression de 1 mTorr et un champ magnétique Gaussien centré à 7,5 cm. La figure 4.12 (a) montre l'évolution de la caractéristique courant-tension depuis 6,6 cm jusqu'au maximum de champ magnétique ( $x = 7,5$  cm). A 6,6 cm, la courbe I-V est caractéristique d'un plasma électronégatif. Le courant de saturation des charges positives pour les potentiels négatifs (porté par les ions) est très inférieur devant le courant de saturation des charges négatives pour les potentiels positifs (porté par les électrons). De  $x = 6,6$  cm vers le maximum de champ magnétique, le courant de saturation des charges négatives devient de plus en plus faible. On constate que la caractéristique devient même symétrique pour  $x = 7,5$  cm, signifiant que la mobilité des charges positives est de l'ordre de la mobilité des charges négatives. Or, les électrons étant beaucoup plus mobiles que les ions, la dynamique des charges négatives doit être principalement portée par les ions négatifs. Donc, à partir de  $x = 7,5$  cm, où les caractéristiques courant-tension deviennent symétriques, un plasma ion-ion est formé. La figure 4.12 (b) représente les FDEE correspondantes aux caractéristiques I-V. On constate que, à 6,6 cm, une population chaude (les électrons) domine la FDEE. Plus on progresse vers le maximum de champ magnétique, plus la population chaude diminue pour laisser apparaître une population plus froide pour les faibles énergies. A  $x = 7,5$  cm, où la caractéristique I-V est symétrique, la population chaude est très faible devant la population froide. Cette population froide serait donc les ions négatifs. La masse des ions négatifs étant beaucoup plus importante que les électrons, ils n'apparaissent sur la FDEE qu'à partir d'un certain  $\alpha$ . Grâce au modèle de reproduction de caractéristique I-V et leur dérivé seconde présentée au chapitre 3, il est possible de remonter aux densités et aux températures des électrons et des ions positifs et négatifs.

### 4.2.2 Formation du plasma ion-ion

Le modèle présenté dans le chapitre 3, a permis l'étude de la formation du plasma ion-ion ainsi que du transport des particules chargées au travers d'un filtre magnétique. Les fonctions de distribution en énergie des électrons et des ions ont été considérées dans ce modèle comme Maxwelliennes, ainsi toutes les informations sont comprises dans la température et la densité des différentes espèces chargées.

#### Evolution des températures électronique et ioniques

La figure 4.13 (a) représente l'évolution des différentes températures sur l'ensemble du réacteur. Comme expliqué dans la section 3.2, les températures des ions ne sont accessibles que pour un  $\alpha > 100$ , où la FDEE n'est plus dominée par les électrons. Avant le maximum de champ magnétique, seule la température des électrons est accessible. La température électronique décroît entre 0,5 et 7,5 cm de 7,5 à 1,5 eV comme dans le cas de l'argon.  $T_e$  décroît en

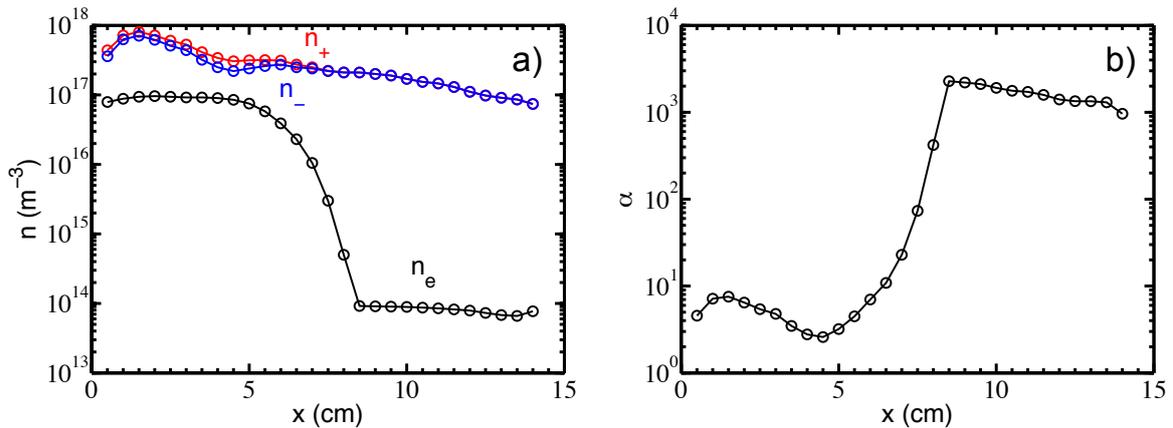


**Figure 4.13** – Evolution des températures électronique et ioniques positive et négative sur a) l'ensemble du réacteur et b) la zone ion-ion en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré en 7,5 cm.

deux temps : une forte décroissance a lieu entre 1,5 et 5,5 cm passant de 7,4 à 2,2 eV puis une seconde décroissance plus faible entre 5,5 et 7,5 cm passant de 2,2 à 1,5 eV. Dans cette région, le courant des charges négatives est principalement contrôlé par les électrons malgré la présence des ions négatifs. Une fois passé le maximum de champ magnétique ( $x = 7,5$  cm), le courant électronique décroît indiquant le passage vers le plasma ion-ion. La figure 4.13 (b) est un agrandissement de la figure 4.13 (a) sur la zone ion-ion (entre 7,5 et 15 cm) où les températures des ions sont accessibles. La température électronique décroît linéairement de 1 eV à 0,42 eV. Les températures ioniques évoluent de la même manière mais la température ionique positive est plus chaude de 0,05 eV. Les deux températures décroissent passant de 0,4 à 0,1 eV pour les ions négatifs et de 0,46 à 0,15 eV pour les ions positifs. Ces températures peuvent paraître chaudes pour des ions négatifs, cependant des mesures ont déjà montré des températures ioniques aussi élevées [Chabert *et al.* 1999, Sirse *et al.* 2011]. De plus, l'augmentation de la température vers le maximum de champ magnétique est probablement due à une structure de potentiel se formant à cet endroit, étudiée dans la section 4.2.2. Durant cette étude, une variation brutale de potentiel a été observée dans cette région. Une telle variation de potentiel induit un fort champ électrique local qui accélère les ions positifs dans un sens et les ions négatifs dans l'autre. Ces mouvements ioniques transverses induisent un chauffage local des ions.

### Evolution des densités électronique et ioniques

La figure 4.14 (a) représente l'évolution des densités de toutes les espèces chargées dans le réacteur. La densité électronique est approximativement constante de 0,5 à 5 cm autour de  $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  puis chute drastiquement de 3 ordres de grandeurs sur 3 cm pour aboutir autour de  $1 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  pour décroître très légèrement jusqu'à la sortie du réacteur. Les densités

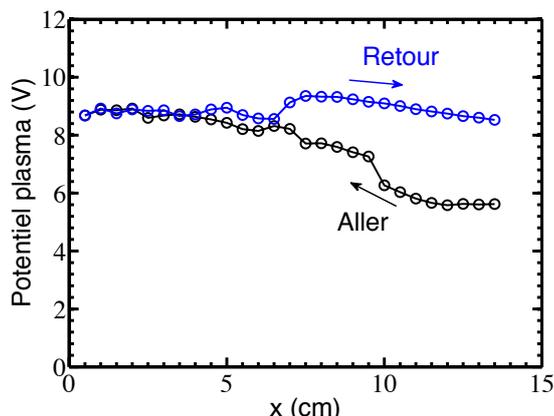


**Figure 4.14** – Evolution de a) des densités électronique et ionique positive et négative et b) de  $\alpha$  en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour un plasma de  $\text{SF}_6$  pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré en 7,5 cm.

ioniques sont, elles, quasiment égales, avec un maximum situé à 1,5 cm pour une densité d'environ  $9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Un maximum local est observé à 6 cm autour de  $3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ , qui doit résulter de la structure du potentiel plasma présenté dans la [section 4.2.2](#). Dans la région ion-ion, les densités ioniques sont égales et décroissent pour atteindre une valeur de  $8 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  en sortie de réacteur.

La figure 4.14 (b) représente le ratio  $\alpha = n_{in}/n_e$  en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. Dans la partie électronégative, l'électronégativité est maximum à 1,5 cm pour une valeur de 8 où la densité ionique observe aussi un maximum. Une diminution s'en suit pour atteindre une valeur minimale de 3 à 4,5 cm, puis une brusque remontée s'opère pour atteindre en l'espace de 2 cm une valeur maximale de  $\alpha$  autour de 2500, qui décroît jusqu'à 1000 en sortie de réacteur.

D'après ces mesures, la formation du plasma ion-ion en  $\text{SF}_6$  pur a lieu au maximum de champ magnétique, les caractéristique I-V deviennent symétrique pour  $\alpha \sim 100$ . La densité électronique chute de trois ordres de grandeur alors que la densité ionique reste du même ordre, permettant d'atteindre une électronégativité de 2500. De plus la densité du plasma ion-ion obtenue en sortie de réacteur est de l'ordre de  $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  ce qui est très important en considérant les 120 W de puissance de décharge injectés dans le plasma. En effet, comme expliqué à la [sous-section 1.2.4](#), les autres moyens de créer des plasmas ion-ion sont les plasmas pulsés. Or dans ces systèmes, le plasma ion-ion étant créé pendant l'arrêt du chauffage du plasma, les densités ioniques sont plus faibles. Très peu d'articles donnent des valeurs de densité de plasma ion-ion [[Kanakasabapathy and Overzet 1998](#)], néanmoins les simulations donnent une densité de  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  pour une puissance volumique de  $1 \text{ W.cm}^{-3}$  [[Economou 2007](#)] contre, dans notre cas,  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  pour une puissance volumique de  $0,12 \text{ W.cm}^{-3}$ . Les conséquences pour les performance du propulseur PEGASES sont détaillés dans la [section 5.4](#)



**Figure 4.15** – Evolution du potentiel plasma durant la même expérience en effectuant un aller-retour en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour un plasma de SF<sub>6</sub> pur à 1 mTorr, 220 W de puissance incidente et un champ magnétique Gaussien de 245 G centré en 7,5 cm.

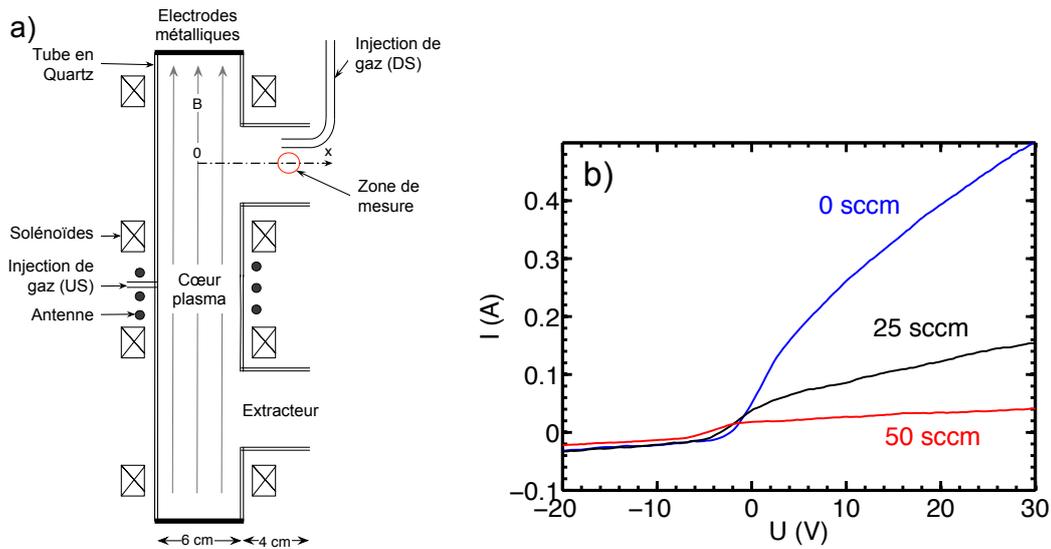
### Structures dans le potentiel plasma

Comme observé précédemment, un maximum local de densité et une température ionique plutôt élevée vers le maximum de champ magnétique nous ont guidé vers l'étude du potentiel plasma plus en détails dans la région de formation du plasma ion-ion. De plus, les mesures de potentiels étaient très difficile à réaliser et très peu reproductibles dans cette région. La figure 4.15 illustre les mesures de potentiel plasma durant la même décharge simplement en faisant un aller-retour dans la décharge. La sonde est au départ à l'extérieur du réacteur, puis insérée doucement jusqu'à la fenêtre en céramique et enfin retirée vers la sortie. On constate, entre l'aller et le retour, que le potentiel plasma est identique dans la partie électronégative, proche de la région d'ionisation, mais est très différent dans la partie ion-ion, en aval du maximum de champ magnétique. Pour le premier passage (aller) la sonde mesure un potentiel de l'ordre de 6 V qui augmente pour atteindre 8 V avant l'entrée dans le plasma électronégatif. Pour le retour, par contre, la sonde mesure un potentiel de 9,5 V à l'entrée du plasma ion-ion et décroît légèrement jusqu'à 8,4 V.

D'après ces mesures, il semblerait que la sonde ait une influence sur le potentiel dans la région du plasma ion-ion. Ce changement peut être dû aux électrons déposés et drainés sur le support de la sonde (diélectrique) au travers de la barrière magnétique. Une autre explication serait la formation d'une double couche au niveau de la lisière entre plasma électronégatif et plasma ion-ion, qui, une fois traversée, disparaît ou se reconfigure autrement. La fragilité d'une double couche expliquerait la difficulté à la mesurer et sa non reproductibilité.

### 4.2.3 Etude paramétrique de la formation du plasma ion-ion

L'expérience EPIC a été dimensionnée afin de pouvoir discriminer les gaz injectés avant le maximum de champ magnétique (UpStream) et les gaz injectés en aval du champ magnétique

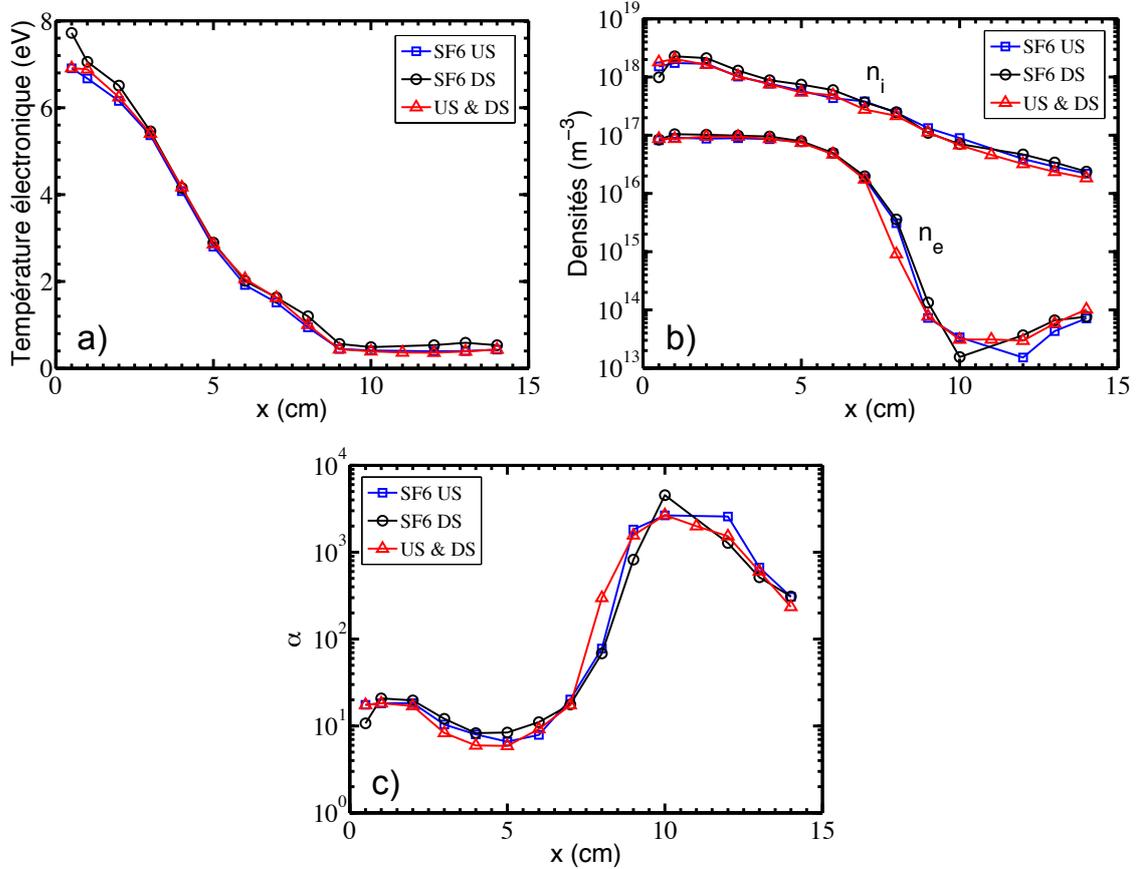


**Figure 4.16** – a) Schéma du prototype PEGASES I avec la double injection de gaz et b) les caractéristiques I-V réalisées en sortie d'extracteur pour différents débits sur la seconde injection [Aanesland 2013].

(DownStream). Ainsi il est possible d'injecter l'argon dans la région de forte température électronique et le SF<sub>6</sub> dans la région de faible température électronique et inversement. Les débitmètres sont aussi plus précis pour les faibles débits, ce qui a permis de faire une étude plus précise de la formation du plasma ion-ion en fonction du pourcentage de SF<sub>6</sub> injecté dans le plasma. Une étude en fonction de la pression dans la chambre a été réalisée pour étudier son effet sur la formation du plasma ion-ion. Ces études ont été réalisées par Pascaline Grondein durant son stage de Master 2 que j'ai co-encadré. Les résultats présentés dans cette partie sont des résultats préliminaires, les masses utilisées dans le modèle sont les mêmes qu'en SF<sub>6</sub> pur. Pour les masses des ions positifs en mélange 50/50 de Ar/SF<sub>6</sub> elles devraient être modifiées et ajustées autour de  $M_+ = 80$  AMU. L'impact sur les résultats du modèle est simplement que l'électronégativité est sur-évaluée, les densités et températures resteront inchangées.

### Effet de l'injection sur la formation du plasma ion-ion

Dans la première version du propulseur PEGASES, l'obtention d'un plasma ion-ion était difficile [Leray 2009, Popelier 2012]. Un moyen de faciliter la création du plasma ion-ion était d'injecter le SF<sub>6</sub> directement dans la région de faible température électronique. En effet, les ions négatifs du SF<sub>6</sub> se créent par attachement dissociatif [Christophorou and Olthoff 2000]. Or, une fois dissocié, le SF<sub>6</sub> est nettement moins électronégatif : il est donc nécessaire d'avoir du SF<sub>6</sub> non dissocié dans la région de faible température électronique pour obtenir un taux d'attachement efficace capable de créer un plasma ion-ion. La figure 4.16 (a) illustre la double injection de gaz réalisée dans le premier prototype de PEGASES. Des mesures de caractéristiques I-V ont été réalisées avec différent débit pour l'injection après le filtre



**Figure 4.17** – Evolution a) de la température électronique, b) des densités d’ions positifs et d’électrons et c) de l’électronégativité en fonction de la distance à l’antenne pour l’injection de l’argon en amont et du SF<sub>6</sub> en aval (DS) du champ magnétique, du SF<sub>6</sub> en amont (US) et l’argon en aval du champ magnétique et le mélange d’argon et de SF<sub>6</sub> (US & DS) injecté sur tout l’ensemble du réacteur pour une pression de 1 mTorr, avec le champ magnétique Gaussien et une puissance de décharge de 100 W.

magnétique (DS) et sont représentées sur la figure 4.16 (b) Aanesland [2013]. On constate que, lorsque l’injection de gaz en aval du filtre est nulle, la caractéristique I-V n’est pas symétrique, par contre plus on augmente l’injection, plus la caractéristique se symétrise. Pour un débit de 50 sccm, la caractéristique est totalement symétrique et un plasma ion-ion est alors obtenu. La question s’est donc posée dans la nouvelle version du propulseur, si, en fonction de la région d’injection du gaz, le plasma ion-ion était formé plus efficacement ou non. Une série de mesures en fonction de l’injection d’argon et de SF<sub>6</sub> avant et après le champ magnétique local a donc été réalisée.

Les figures 4.17 représentent les résultats en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour les différentes injections des deux gaz argon et SF<sub>6</sub> pour un ratio de 50/50 pour une pression de 1 mTorr. Trois cas ont été étudiés : l’argon en amont et le SF<sub>6</sub> en aval du champ magnétique, le SF<sub>6</sub> en amont et l’argon en aval du champ magnétique et le mélange d’argon

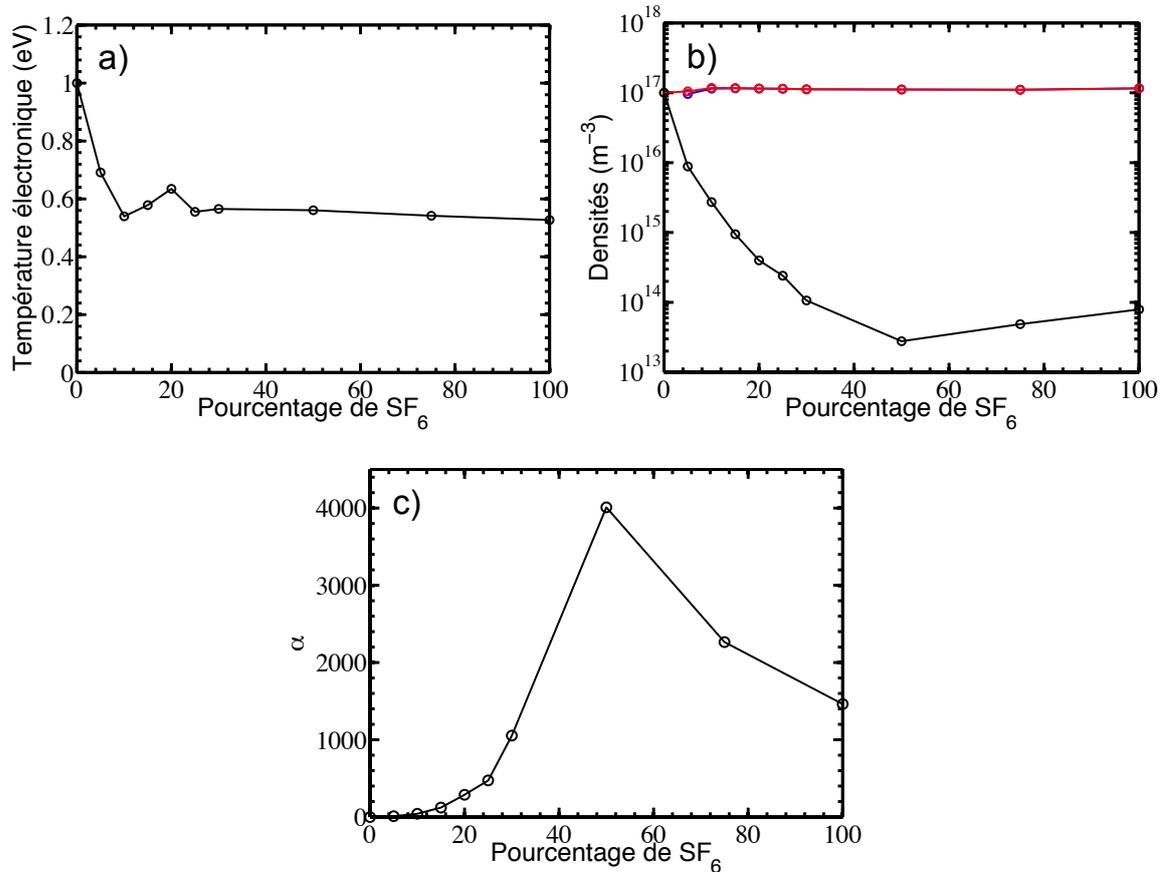
et de SF<sub>6</sub> injecté sur tout l'ensemble du réacteur. La figure 4.17 (a) montre l'évolution des températures électroniques pour les différents cas. Celles-ci ne montrent aucune différence entre elles et sont identiques à celles observées précédemment en SF<sub>6</sub>. La figure 4.17 (b) représente les densités des ions positifs et des électrons. Les densités des ions négatifs ne sont pas représentés ici pour plus de clarté, mais sont quasiment égales aux densités d'ions positifs. On constate que les différents cas sont parfaitement superposés et l'injection semble n'avoir aucun impact. La figure 4.17 (c) montre  $\alpha$ , qui varie de la même manière que pour le cas du SF<sub>6</sub> pur. Comme observé pour densités,  $\alpha$  n'est pas modifiée en fonction des différentes injections. Cependant on remarque que pour un mélange 50/50 d'argon/SF<sub>6</sub>, le plasma ion-ion est formé plus tard que pour le cas SF<sub>6</sub> pur,  $x = 9,5$  cm contre  $x = 8,5$  cm (figure 4.14).

Cette étude en fonction de l'injection a permis de mettre en évidence que, dans cette géométrie du réacteur et à une pression de 1 mTorr, l'injection du SF<sub>6</sub> dans la région de faible température électronique n'est pas nécessaire à l'obtention d'un plasma ion-ion. Aucune amélioration de l'électronégativité n'a été observée, la zone d'ionisation de ce propulseur est beaucoup plus restreinte que l'ancienne géométrie [Aanesland *et al.* 2009] ce qui permet de ne pas dissocier le SF<sub>6</sub> totalement avant la région de formation du plasma ion-ion. Pour des pressions plus élevées, l'effet de l'injection peut avoir un rôle, cependant cette étude n'a pas été réalisé car 1 mTorr est la pression qui nous intéresse. Dans la prochaine version du propulseur, une injection unique près de la fenêtre en céramique pourra être envisagée plutôt qu'une injection distribuée.

### Mélange Ar/SF<sub>6</sub> pour l'obtention d'un plasma ion-ion

Comme observé précédemment, la localisation de l'injection de gaz n'a aucun effet sur la formation du plasma ion-ion. Pour cette étude, le mélange d'Ar/SF<sub>6</sub> sera donc injecté sur l'ensemble du propulseur. La sonde de Langmuir a été placée ici à 10 cm de la fenêtre en céramique et pour chaque pourcentage de SF<sub>6</sub> dans le mélange, les paramètres plasmas ont été mesurés pour un plasma à 1 mTorr avec le champ magnétique Gaussien.

La figure 4.18 (a) représente la température électronique pour les différents pourcentages de SF<sub>6</sub> présent dans le mélange. On constate que la température électronique est de 1 eV en argon pur et décroît jusqu'à 0,55 eV pour 10% de SF<sub>6</sub> dans le mélange. Une légère remontée est observée à 20% de SF<sub>6</sub> avec 0,64 eV puis elle diminue de nouveau autour de 0,55 eV et reste constante pour tous les pourcentages supérieurs. La figure 4.18 (b) montre les densités électronique et ioniques positives et négatives en fonction du pourcentage de SF<sub>6</sub>. On remarque que, quelque soit le pourcentage de SF<sub>6</sub> injecté dans le mélange, la densité ionique demeure quasiment constante autour de  $10^{17}$  m<sup>-3</sup>. La densité électronique, elle, chute de  $10^{17}$  m<sup>-3</sup> en argon pur jusqu'à  $3 \times 10^{13}$  m<sup>-3</sup> pour un ratio de 50/50, puis remonte légèrement jusque  $8 \times 10^{13}$  m<sup>-3</sup> pour 100% de SF<sub>6</sub>. La figure 4.18 (c) représente l'électronégativité en fonction du pourcentage de SF<sub>6</sub> dans le mélange. La densité ionique étant constante, l'électronégativité suit donc la l'inverse de la densité électronique, et augmente jusqu'à 4000 pour un ratio de 50/50 puis chute jusqu'à 1500 pour 100% de SF<sub>6</sub>.



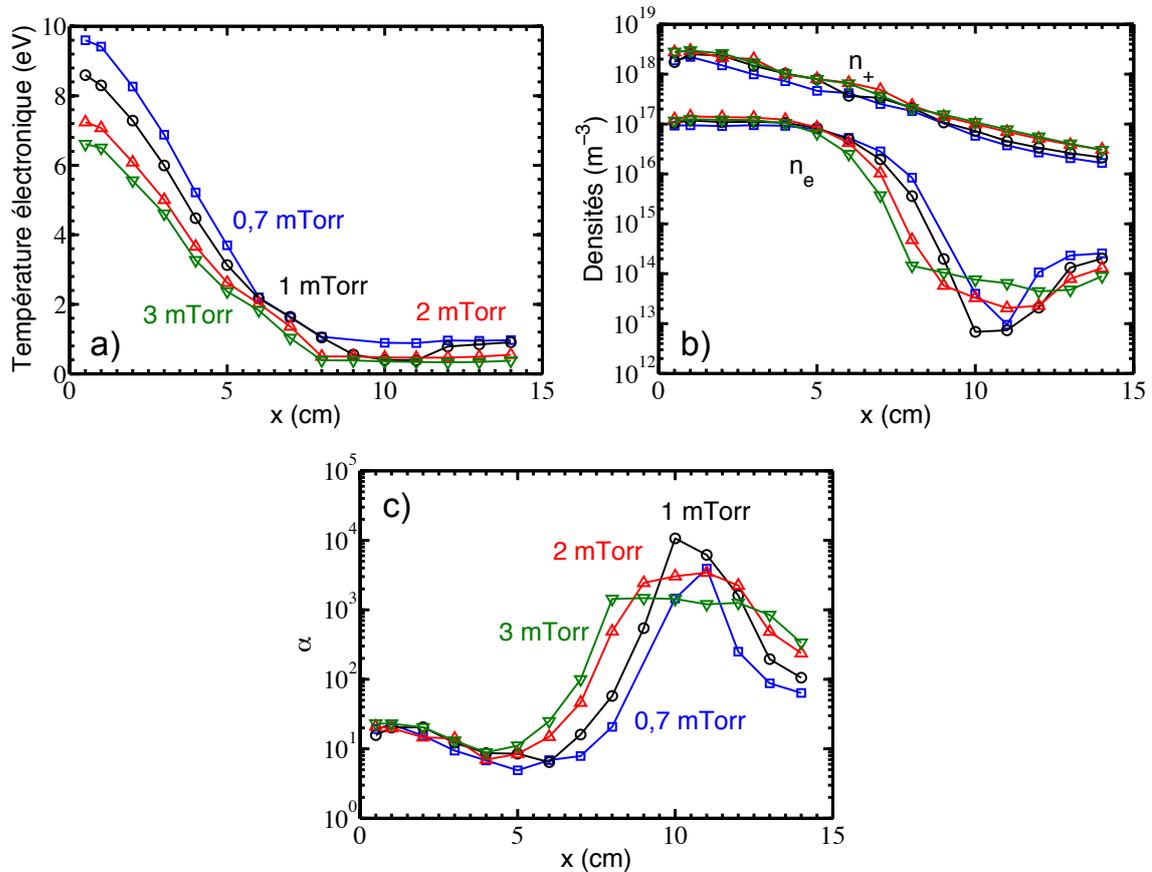
**Figure 4.18** – Evolution a) de la température électronique, b) de les densités électroniques et ioniques positives et négatives et c) de l'électronégativité en fonction du pourcentage de SF<sub>6</sub> injecté dans le plasma à pression constante à 1 mTorr avec le champ magnétique Gaussien et un puissance de décharge de 100 W.

D'après ces mesures, on constate qu'un plasma ion-ion à 10 cm de la fenêtre en céramique est obtenu à partir d'un pourcentage de SF<sub>6</sub> de 20%. Néanmoins, pour obtenir l'électronégativité maximale, il faut un mélange de argon/SF<sub>6</sub> de 50/50. Il est intéressant de noter que la densité de plasma ion-ion semble constante quelque soit le pourcentage de SF<sub>6</sub> injecté.

### Effet de la pression sur la formation du plasma ion-ion

La pression est un paramètre important du plasma, on a vu précédemment qu'elle contrôle la température en amont du champ magnétique local. Elle contrôle aussi les fréquences de collisions du plasma et, dans le cas d'un plasma ion-ion où la chimie est très présente, la pression peut jouer un rôle essentiel.

La figure 4.19 (a) représente la température électronique en fonction de la distance à la fenêtre en céramique pour plusieurs pressions. On constate que, de même que pour le cas de



**Figure 4.19** – Evolution a) de la température électronique, b) de les densités électroniques et ioniques positives et c) de l'électronégativité en fonction de la pression d'un mélange de argon/SF<sub>6</sub> 50/50 avec le champ magnétique Gaussien et un puissance de décharge de 100 W.

l'argon, avec l'augmentation de pression, la température électronique diminue en amont du champ magnétique. La température en aval du filtre, contrairement au cas de l'argon, semble changer en fonction de la pression. Pour des pressions de 2 et 3 mTorr, la température est d'environ 0,4 eV. Pour 1 mTorr, elle est de 0,4 eV entre  $x = 8,5$  et 11 cm puis augmente jusque 1 eV. Lorsque la pression est de 0,7 mTorr, la température électronique en aval du filtre est de 1 eV environ.

La figure 4.19 (b) montre l'évolution des densités d'ions positifs et d'électrons dans le réacteur en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. On constate que les densités ioniques ont la même tendance et augmente avec la pression. Ainsi pour 3 mTorr, la plus grande densité de plasma ion-ion est obtenue. Les densités électroniques sont elles identiques en amont du champ magnétique local. En effet, plus la pression est élevée, plus le plasma ion-ion est formé proche du maximum de champ magnétique. La figure 4.19 (c) représente l'électronégativité et montre les mêmes résultats. L'électronégativité maximale est atteinte à  $x = 11$  cm pour 0,7 mTorr,  $x = 10$  cm pour 1 mTorr,  $x = 9$  pour 2 mTorr et  $x = 8$  pour 3 mTorr. Les mesures

montrent également une remontée des densités électroniques en sortie de réacteur. Plus la pression est faible, plus la remontée à lieu proche du lieu de formation du plasma ion-ion. Ainsi, pour 0,7 mTorr elle à lieu à  $x = 12$  cm, pour 1 mTorr à  $x = 12$  cm, pour 2 mTorr à  $x = 13$  cm et pour 3 mTorr à  $x = 14$  cm. Une diminution de l'électronégativité est donc observée de la même manière.

D'après ces mesures, la pression est un facteur qui contrôle la zone de formation du plasma ion-ion. En effet, avec la pression, la fréquence de collision électron-neutre augmente, favorisant la formation des ions négatifs et donc du plasma ion-ion. Ainsi, plus la pression est élevée, plus le plasma ion-ion est formé proche du maximum de champ magnétique. La remontée observée est peut être due à la création d'électrons secondaire sur les parois métalliques de la chambre à vide en sortie de réacteur. Ainsi, plus la pression est faible, plus le plasma secondaire est important car les électrons ont un libre parcours moyen important.

#### 4.2.4 Conclusion sur la formation du plasma ion-ion

L'étude sur les plasmas électropositifs nous a permis d'envisager la formation d'un plasma ion-ion par refroidissement et confinement des électrons dans un champ magnétique local. En injectant un gaz électronégatif, nous avons remarqué plusieurs choses :

- Les caractéristiques I-V obtenues en aval du maximum de champ magnétique sont symétriques et montrent l'existence d'un plasma ion-ion.
- L'étude des FPEE de 1 cm avant le maximum de champ magnétique jusqu'au maximum nous a permis de mettre en évidence la mesure d'une fonction de distribution des ions négatifs permettant de remonter aux densités et températures de ces ions et d'étendre cette analyse aux ions positifs.
- Les températures des ions positifs et négatifs sont élevées en aval du maximum de champ magnétique, respectivement 0.45 et 0.38 eV et décroissent jusqu'à 0.17 et 0.12 eV probablement à cause de la structure de potentiel observée.
- Les densités obtenues dans le coeur du plasma sont élevées, autour de  $8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et sont de  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  dans la région d'accélération. La densité électronique décroît de trois ordres de grandeur en 3 cm pour être minimum 1 cm après le maximum de champ magnétique.
- La double injection avec un mélange Ar/SF<sub>6</sub> 50/50 ne semble avoir aucun effet pour cette configuration à une pression de 1 mTorr.
- Le ratio minimum pour obtenir un plasma ion-ion à 10 cm de la fenêtre en céramique est de 20% de SF<sub>6</sub>.
- La pression permet le contrôle de la zone de formation du plasma ion-ion, plus la pression est élevée, plus le plasma ion-ion se forme proche du maximum de champ magnétique.

## Chapitre 5

# Optimisation du propulseur PEGASES

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Effet du filtre magnétique sur un plasma électropositif . . . . .</b>	<b>78</b>
4.1.1	Evolution de la FDEE lors de l'application d'un champ magnétique local	78
4.1.2	Contrôle de la température électronique . . . . .	79
4.1.3	Etude hors de l'axe centrale du propulseur . . . . .	87
4.1.4	Conclusion pour le cas électropositif . . . . .	91
<b>4.2</b>	<b>Effet du filtre magnétique sur un plasma électronégatif . . . . .</b>	<b>92</b>
4.2.1	Caractéristique courant-tension et Fonction de distribution en énergie des électrons . . . . .	93
4.2.2	Formation du plasma ion-ion . . . . .	93
4.2.3	Etude paramétrique de la formation du plasma ion-ion . . . . .	96
4.2.4	Conclusion sur la formation du plasma ion-ion . . . . .	102

---

Durant ma thèse au LPP, il a été question de dimensionner un nouveau prototype, principalement pour réaliser des mesures de poussée. En effet, le prototype actuel pour l'accélération est en aluminium anodisé mais, durant la thèse de Lara Popelier [2012], des problèmes d'isolations sont apparus, dus à la couche d'anodisation trop fine. Il a donc été décidé de fabriquer un nouveau corps pour y remédier. Deux possibilités sont alors envisagées : soit un corps totalement en matériaux diélectrique, soit des parois conductrices en contact avec le plasma mais isolées électriquement. Pour dimensionner ce nouveau prototype, il est nécessaire d'évaluer la position des grilles par rapport au lieu de formation du plasma ion-ion. C'est ainsi qu'une étude en fonction de la position de la grille a été réalisée : tout d'abord dans un plasma électropositif afin de déterminer l'effet de la position de la grille sur le plasma, puis sur un plasma électronégatif pour évaluer l'impact de la position de la grille sur la formation du plasma ion-ion. Un schéma du réacteur avec la grille est représenté sur la figure 5.1 (a).

La grille est en acier inoxydable, de taille  $116 \times 76$  mm, avec des trous de 1 mm de diamètre tous les 4 mm, c'est à dire un transparence de 16%. Elle diffère des grilles utilisées pour

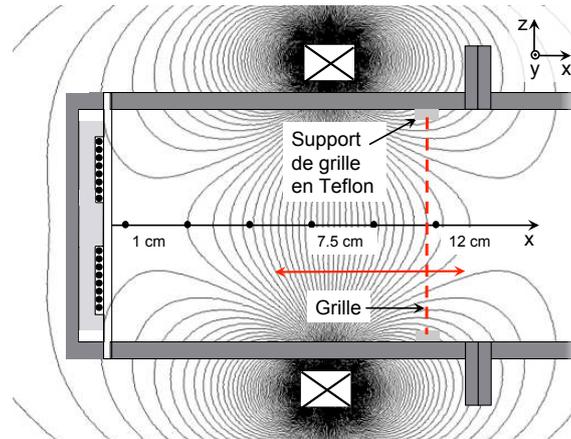


Figure 5.1 – Schéma du réacteur avec la grille flottante mobile.

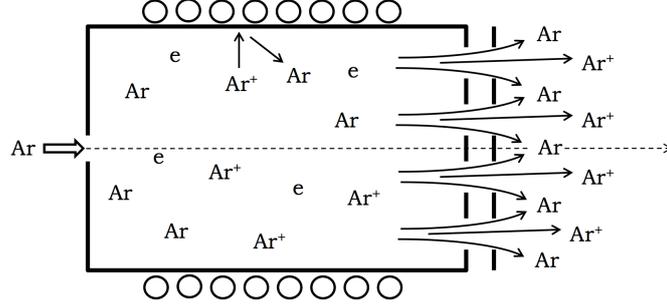
l'accélération. La grille est maintenue par quatre supports en Teflon permettant de l'isoler du reste du propulseur afin de la polariser ou de la laisser flottante. Pour effectuer les mesures de sonde de Langmuir, un trou oblong de  $15 \times 5$  mm a été réalisé au centre de la grille pour le passage de la sonde. La grille a été positionnée à 6, 7, 8, 10 et 12 cm de la fenêtre en céramique afin d'étudier l'effet de la taille du propulseur sur les paramètres plasmas dans les différentes configurations utilisées. Pour chaque position, les injecteurs de gaz qui étaient après la grille ont été obstrués afin d'avoir le même flux dans le réacteur pour chaque expérience.

## 5.1 Effet de la position de la grille sur un plasma électropositif sans champ magnétique

Une étude sans champ magnétique a été réalisée préalablement pour comparer les résultats du modèle global développé au LPP [Chabert *et al.* 2012] avec les mesures expérimentales réalisées en argon sans champ magnétique.

### 5.1.1 Modèle global du propulseur

Le modèle global est basé sur les équations de bilan des particules couplées à l'équation de chauffage des électrons. Le schéma du propulseur modélisé est montré sur la figure 5.2. Le gaz utilisé est ici l'argon afin de permettre la comparaison avec les expériences, une étude plus approfondie en xénon est présentée dans Chabert *et al.* [2012]. Le plasma sera alors composé d'électrons, d'ions  $\text{Ar}^+$  et d'atomes  $\text{Ar}$ . Le plasma est quasi-neutre, sa densité est  $n = n_e = n_{\text{Ar}^+}$ . La densité des atomes d'argon est  $n_g$ . Les masses des ions et des atomes sont égales et sont notées  $M$ , et celle des électrons est notée  $m_e$ . Les valeurs des différents taux pour les collisions électrons-neutre aboutissant à l'excitation, l'ionisation et les collisions



**Figure 5.2** – Schéma du propulseur modélisé en géométrie cylindrique avec un rayon et la longueur interne de respectivement  $R$  et  $L$ , de sorte que le volume du plasma est  $V = \pi R^2 L$  et la surface totale est  $A = 2\pi R^2 + 2\pi RL$ .

élastiques sont respectivement

$$K_{\text{ex}} = 2,48 \times 10^{-14} \left( \frac{k_B T_e}{e} \right)^{0,33} \exp\left(\frac{-E_{\text{exc}}}{T_e}\right) \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \quad (5.1)$$

$$K_{\text{iz}} = 2,34 \times 10^{-14} \left( \frac{k_B T_e}{e} \right)^{0,59} \exp\left(\frac{-E_{\text{iz}}}{T_e}\right) \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \quad (5.2)$$

$$K_{\text{el}} = 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}, \quad (5.3)$$

avec  $E_{\text{exc}} = 12,14 \text{ V}$  et  $E_{\text{iz}} = 17,44 \text{ V}$  [Lieberman and Lichtenberg 2005].

### Bilan de particules

La quasi-neutralité du plasma impose deux équations bilans de particules, une pour les neutres et l'autres pour les particules chargées, exprimé comme suit

$$\frac{dn}{dt} = nn_g K_{\text{iz}} - nu_B \frac{A_{\text{eff}}}{V}, \quad (5.4)$$

$$\frac{dn_g}{dt} = \frac{Q_0}{V} + nu_B \frac{A_{\text{eff}1}}{V} - nn_g K_{\text{iz}} - \Gamma_g \frac{A_g}{V}, \quad (5.5)$$

où  $u_B \equiv (k_B T_e / M)^{1/2}$  est la vitesse de Bohm. Les ions du plasma sont créés par ionisation des neutres à un taux  $K_{\text{iz}}$  et sont perdus sur la surface effective  $A_{\text{eff}} = 2h_R \pi RL + 2h_L \pi R^2$  où les "edge-to-center" ratios  $h_R = 0,86(3 + L/(2\lambda_i))^{-1/2}$  et  $h_L = 0,8(4 + R/(2\lambda_i))^{-1/2}$  prennent en compte le profil de densité dans le propulseur. Dans ces formules,  $\lambda_i = (n_g \sigma_i)^{-1}$  est le libre parcours moyen ion-neutre. Les ions atteignant la paroi sont recyclés dans le plasma comme des neutres sur la surface effective  $A_{\text{eff}1} = 2h_R \pi RL + (2 - \beta_i) h_L \pi R^2$ , où  $\beta_i$  est la transparence des grilles pour les ions. La transparence des grilles n'est pas équivalente pour les ions ou pour les neutres : en effet, les ions sont accélérés par un ménisque se formant devant la grille qui les focalise alors que les neutres ont une vitesse thermique qui limite leur diffusion au travers

des grilles. Cette surface, utilisée pour le second terme de l'expression 5.5, est différente de  $A_{\text{eff}}$  car les ions accélérés au travers de la grille ne sont pas recyclés comme des neutres dans le réacteur.

### Chauffage du gaz

Les collisions entre les particules chargées et les neutres conduisent à un chauffage important du gaz. Le bilan d'énergie des neutres, d'après [Abada et al. \[2002\]](#), [Liard et al. \[2007\]](#), peut s'écrire

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_g k_B T_g \right) = 3 \frac{m_e}{M} k_B (T_e - T_g) n n_g K_{\text{el}} + \frac{1}{4} M u_B^2 n n_g K_{\text{in}} - \kappa \left( \frac{T_g - T_{g0}}{\Lambda_0} \right) \frac{A}{V}, \quad (5.6)$$

où  $K_{\text{in}} \equiv \sigma_i \bar{v}_i$ , avec  $\bar{v}_i \equiv (8kT_i/\pi M)^{1/2}$  est le taux de collisions élastiques ion-neutre (avec  $T_i = T_g$ ),  $\kappa$  est la conductivité thermique de l'argon et  $\Lambda_0 = R/2, 405 + L/\pi$  est la longueur de diffusion thermique. Le premier terme du membre de droite correspond au chauffage du gaz par collisions élastiques électron-neutre, alors que le seconde prend en compte le chauffage par collisions ion-neutre. Le dernier terme prend en compte la chaleur évacuée par diffusion thermique vers les parois, où la température est fixée à  $T_{g0}$ .

### Bilan d'énergie des électrons

L'équation de bilan d'énergie des électrons peut s'écrire de la façon suivante [[Lieberman and Lichtenberg 2005](#), [Chabert and Braithwaite 2011](#)]

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n k_B T_e \right) = P_{\text{abs}} - P_{\text{loss}}, \quad (5.7)$$

où  $P_{\text{abs}}$  et  $P_{\text{loss}}$  sont les densités de puissance absorbées et perdues par les électrons. Les pertes ne dépendent pas des détails de l'excitation, mais principalement de la température électronique, du volume et de la pression. D'après [Chabert and Braithwaite \[2011\]](#), le terme de perte s'écrit

$$P_{\text{loss}} = E_{\text{iz}} n n_g K_{\text{iz}} + E_{\text{exc}} n n_g K_{\text{exc}} + 3 \frac{m_e}{M} k_B (T_e - T_g) n n_g K_{\text{el}} + (7k_B T_e) n u_B \frac{A_{\text{eff}}}{V}, \quad (5.8)$$

Une solution peut être de fixer  $P_{\text{abs}}$  sans prendre en compte les détails de puissance injectée au plasma. Néanmoins, dans ce modèle, la physique de la puissance injectée au plasma est prise en compte et considère que le plasma est chauffé par un courant RF circulant dans une bobine entourant le réacteur cylindrique. La puissance injectée au plasma peut alors s'écrire

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2V} R_{\text{ind}} I_{\text{coil}}^2, \quad (5.9)$$

où  $R_{\text{ind}}$  est la partie réelle de l'impédance totale du couplage antenne-plasma, et  $I_{\text{coil}}$  est l'amplitude du courant RF circulant dans l'antenne. Les équations (5.8) et (5.9) sont utilisées dans l'équation (5.7) afin de résoudre le bilan d'énergie des électrons.

## Solution numérique

Le modèle a quatre variables primaires : la densité de plasma  $n$ , la densité du gaz (atomes)  $n_g$ , la température électronique  $T_e$  et la température du gaz  $T_g$ . Ces quatre variables sont calculées en intégrant les quatre équations différentielles non-linéaires de premier ordre (5.4), (5.5), (5.6) et (5.7), jusqu'à ce que les variables aient convergées.

### 5.1.2 Mesures expérimentales

Les expériences ont été réalisées sans champ magnétique en argon pur avec une pression de 1 mTorr. Plusieurs positions de grille ont été étudiées afin de faire varier la longueur caractéristique du plasma  $d_{\text{eff}} = V/A$  où  $V$  est le volume du plasma et  $A$  la surface des parois en contact avec le plasma.

### Evolution de la température électronique

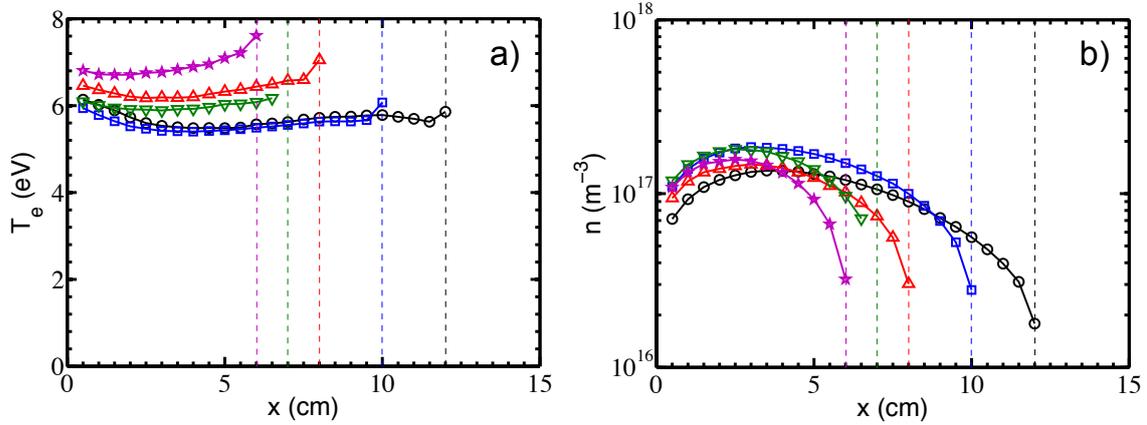
La température électronique dépend directement de la longueur caractéristique du plasma [Lieberman and Lichtenberg 2005]. En effet, plus le volume du plasma est petit, plus le ratio  $A/V$  est important et donc plus les pertes aux parois sont importantes. Afin de maintenir la décharge malgré les pertes, la température électronique doit augmenter avec le ratio  $A/V$ . La figure 5.3 (a) représente l'évolution de la température électronique pour les différentes positions de la grille. Sur chaque courbe, une légère remontée est observée pour le dernier point, celui-ci étant réalisé avec la sonde à cheval entre l'intérieur et l'extérieur du plasma où le gradient de pression a lieu. La diminution de la pression induit donc une augmentation de la température électronique. Pour la grille à 12 et 10 cm,  $T_e$  décroît de 6 eV à  $x = 0,5$  cm jusqu'à 5,5 eV  $x = 3$  cm puis demeure quasiment constante jusqu'à la grille. Lorsque la grille est positionnée à 8 et 7 cm,  $T_e$  est quasiment constante autour de respectivement 6,5 et 6 eV. Pour la grille à 6 cm,  $T_e$  augmente légèrement de 6,7 eV à  $x = 0,5$  cm à 7,3 eV à  $x = 5,5$  cm.

On constate qu'en l'absence de champ magnétique, la température électronique est relativement constante sur l'ensemble du réacteur pour toutes les positions de la grille. L'effet de la longueur caractéristique du plasma sur la température électronique a été confirmée : plus la grille est proche de la fenêtre en céramique, plus la température électronique est importante.

### Evolution de la densité électronique

La densité électronique est représentée sur la figure 5.3 (b). On constate que la densité proche de l'antenne est de l'ordre de  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  pour toutes les positions de la grille. Le plasma est confiné par la grille dans la direction  $x$ , le maximum de densité est localisé donc pour des  $x$  plus petit au fur et à mesure que la grille est positionnée plus proche de la zone d'ionisation.

On constate expérimentalement que la position de la grille ne semble pas directement liée à la valeur du maximum de densité électronique. Une tendance peut être observée, mais n'est



**Figure 5.3** – Mesure de a) température électronique et b) densité électronique en fonction de la distance à la fenêtre en céramique en argon à 1 mTorr sans champ magnétique pour plusieurs positions de la grille ( $x = 6, 7, 8, 10$  et  $12$  cm).

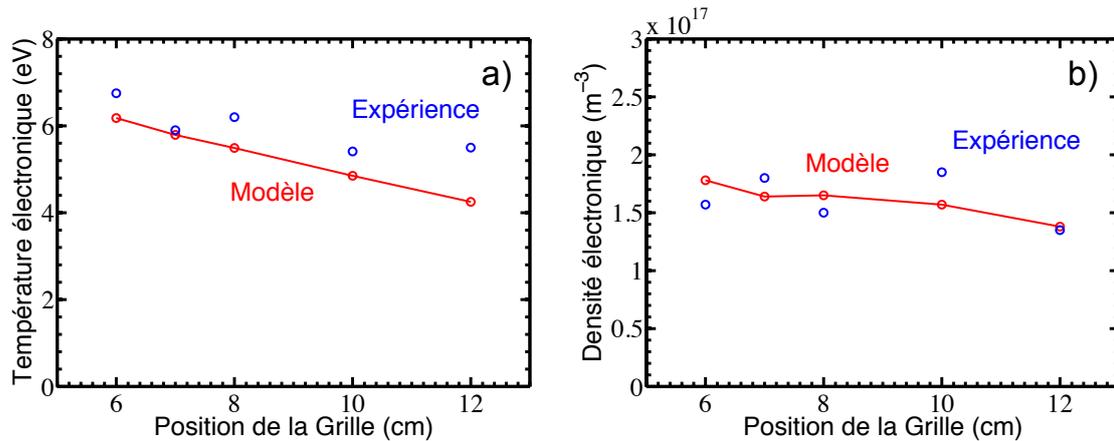
pas significative vu la disparité des points de mesures. La puissance de décharge est de 100 W quelque soit la position de la grille.

### 5.1.3 Comparaison du modèle global avec l'expérience

Afin de vérifier les résultats obtenus par le modèle, nous avons reproduit les résultats expérimentaux obtenus dans la [sous-section 5.1.2](#). Pour les résultats expérimentaux, à chaque position de la grille, la puissance injectée au plasma et les maximum des densités électroniques ont été repérés ainsi que les températures électroniques correspondantes aux mêmes valeurs de  $x$ . Pour chaque position de la grille nous avons une valeur expérimentale de densité ainsi que la température électronique correspondante.

La figure 5.4 (a) représente les températures électroniques obtenues par le modèle et par l'expérience. La température électronique, comme observé précédemment, décroît avec l'augmentation du volume du plasma. On constate que les températures du modèle sont légèrement inférieures d'environ 0,5 eV : cet écart est dû au fait que toutes les pertes énergétiques des électrons ne sont pas pris en compte dans le modèle. Les températures données par le modèle sont également inférieures. Il est aussi possible que des différences sur les résultats soit induit par la géométrie du modèle qui est cylindrique alors que celle du propulseur est rectangulaire.

La figure 5.4 (b) représente les densités électroniques obtenues par le modèle et par l'expérience. Le modèle globale mesure les grandeurs en fonction de la puissance de décharge, celles-ci étant calculée expérimentalement. On obtient au final une différence sur les densités de 16% au maximum. Pour le modèle on observe que plus la longueur caractéristique du plasma est grande, plus la densité est faible, cette tendance est attendue puisque le ratio puissance/volume diminue. Les mesures semble en cohérente avec les tendances du modèle qui montre une diminution de la densité électronique avec l'augmentation de la longueur caractéristique du plasma.



**Figure 5.4** – Comparaison de a) la température électronique et b) la densité électronique obtenue par le modèle globale et l'expérience pour un plasma d'argon à 1mTorr en fonction de la position de la grille.

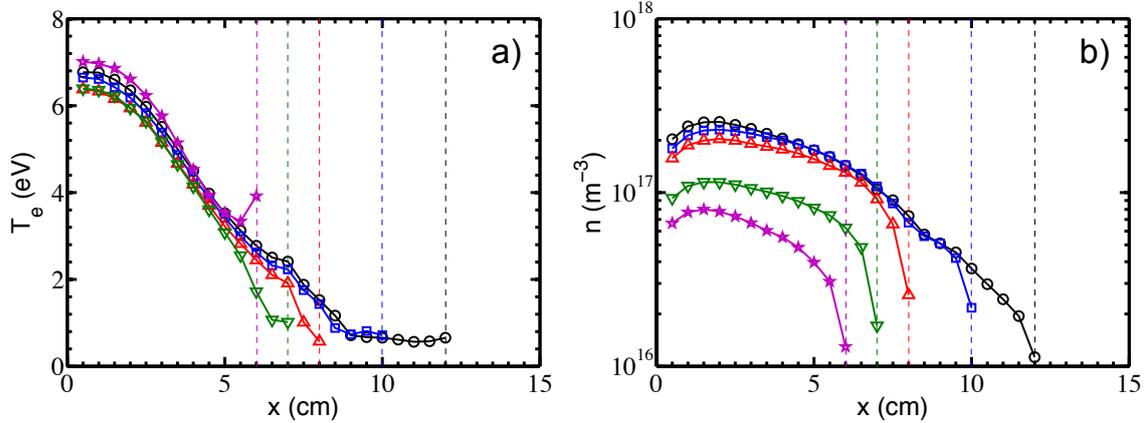
## 5.2 Effet de la position de la grille sur un plasma électropositif avec champ magnétique

Avant d'étudier un plasma électronégatif, il est intéressant de voir comment un plasma électropositif réagit à l'ajout d'une grille en plus du champ magnétique Gaussien (245 G à 7,5 cm). Comme précédemment la grille est laissée flottante et positionnée à  $x = 6, 7, 8, 10$  et 12 cm.

### 5.2.1 Evolution de la température électronique

La figure 5.5 (a) représente l'évolution de la température électronique lorsque le champ magnétique est appliqué. Comme expliqué à la section 4.1, la température électronique en amont du filtre, proche de l'antenne excitatrice, est contrôlée par la pression et la température en aval du filtre est contrôlée par l'intensité du champ magnétique. Ici la valeur du champ est de 245 G, la température résultante est donc d'environ 0,6 eV. Pour la grille à  $x = 12$  et 10 cm, il semble que la grille n'ait aucun effet sur la température, que ce soit en amont comme en aval du champ magnétique puisque l'on retrouve les mêmes résultats obtenus sans grille. Pour la grille positionnée à  $x = 8$  et 7 cm, la température est légèrement plus basse en amont du champ magnétique, 6,3 eV contre 6,6 eV (5%) avec la grille à  $x = 12$  et 10 cm et reste plus faible 1 cm avant la grille. Pour la grille positionnée à 6 cm (avant le maximum de champ magnétique), la température en amont semble augmenter de la même manière que sans champ magnétique, dû à la réduction de la longueur caractéristique du plasma.

D'après ces mesures, lorsque la grille est positionnée en aval du maximum de champ magnétique, la température électronique demeure identique au cas sans grille. Lorsque celle-ci est située dans la région du maximum du champ magnétique, elle semble influencer simplement les



**Figure 5.5** – Mesure de a) température électronique et b) densité électronique en fonction de la distance à la fenêtre en céramique en argon à 1 mTorr pour une puissance de décharge de 130 W avec le champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm pour plusieurs positions de la grille ( $x = 6, 7, 8, 10$  et  $12$  cm).

régions proches (1 cm avant). Par contre si la grille est positionnée avant le maximum de champ magnétique, le plasma semble réagir comme dans le cas sans champ magnétique. Ainsi on peut en déduire que le champ magnétique agit comme un mur pour les électrons. Le plasma en amont du champ magnétique semble "isolé" du plasma en aval puisque la présence de la grille n'influe pas sur la température électronique.

### 5.2.2 Evolution de la densité électronique

La figure 5.5 (b) représente l'évolution de la densité électronique. On constate que pour la grille positionnée en  $x = 12, 10$  et  $8$  cm, sa position semble avoir un effet limité sur la densité en amont du champ magnétique qui est d'environ  $2 \times 10^{17} m^{-3}$ . Par contre une fois que la grille est en amont du champ magnétique, la densité chute drastiquement, pour  $x = 7$  et  $6$  cm avec des densités respectives de  $1 \times 10^{17}$  et  $8 \times 10^{16} m^{-3}$ .

Comme pour le cas de la température électronique, il semble que lorsque la grille est positionnée en aval du champ magnétique, il n'y ait aucun effet sur le plasma en amont du champ magnétique. Par contre dès que la grille est en amont du champ magnétique, l'effet sur la densité électronique est immédiat, celle-ci chute drastiquement. La puissance de décharge est de 130 W quelque soit la position de la grille. On peut donc considérer que le champ magnétique local agit sur la densité ainsi que sur la température électronique comme un mur.

## 5.3 Effet de la position de la grille sur la formation du plasma ion-ion

En plus de l'argon, du SF<sub>6</sub> a été rajouté, en proportion 50/50 avec un débit total de 6 sccm, pour observer l'effet de la position de la grille sur la formation du plasma ion-ion. Le champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm a été appliqué. La grille a été positionnée comme précédemment à  $x = 6, 7, 8, 10$  et  $12$  cm. Le modèle présenté à la [section 3.2](#) a été utilisé pour extraire les densités et températures des ions positifs et négatifs ainsi que des électrons.

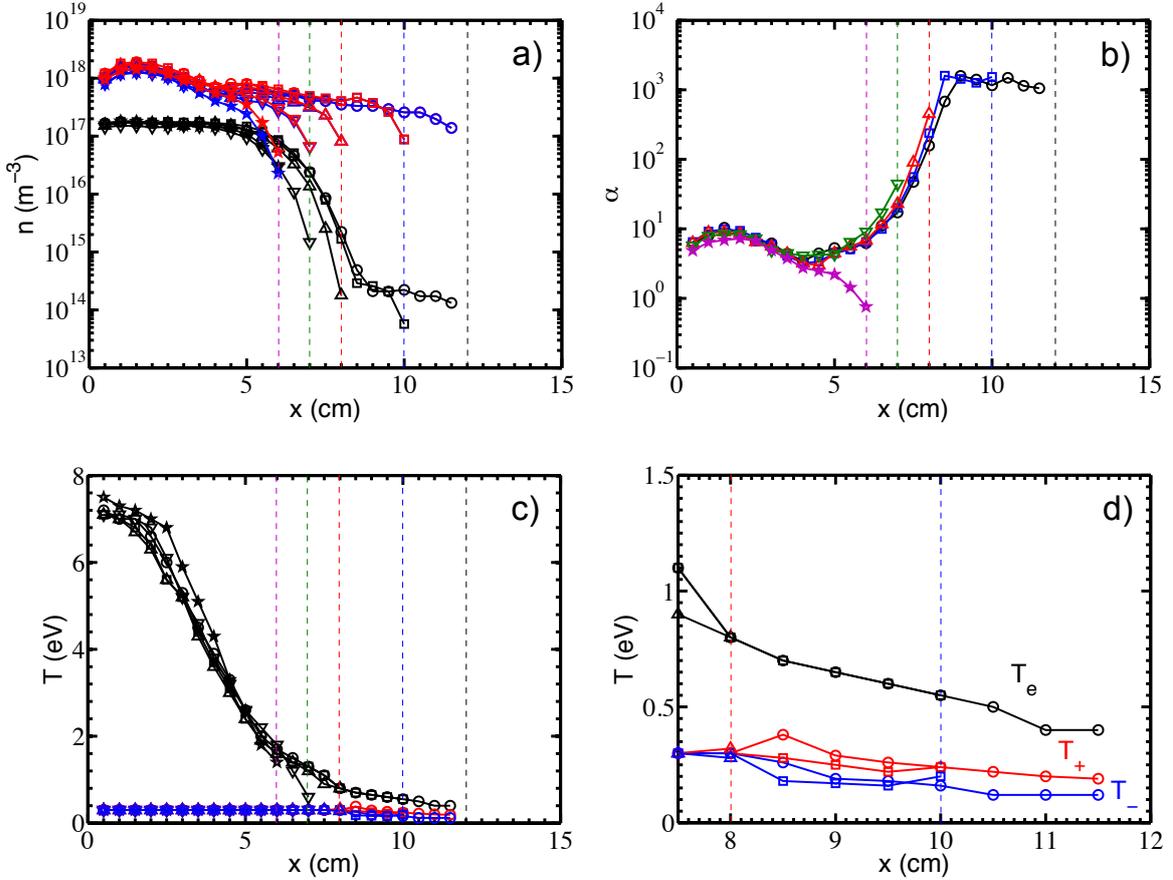
### 5.3.1 Evolution des densités

La figure 5.6 (a) représente l'évolution des densités des particules chargées en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. On constate que, contrairement au cas électropositif, toutes les densités en amont du champ magnétique sont équivalentes pour toutes les positions de la grille, pour les électrons comme pour les ions. Pour toutes les positions de la grille, la densité ionique décroît 1 cm avant la grille. Pour les deux positions où la grille est en amont du maximum de champ magnétique ( $x = 6$  et  $7$  cm) on constate que cette décroissance est plus efficace (presque un ordre de grandeur) que dans le cas où la grille est en aval du maximum de champ magnétique (un facteur trois environ). La densité électronique décroît plus efficacement devant la grille lorsque celle-ci est positionnée dans la région du maximum de champ magnétique ( $x = 6, 7$  et  $8$ ).

La figure 5.6 (b) représente l'évolution de  $\alpha$  en fonction de la distance à la fenêtre en céramique. On constate que l'électronégativité n'est modifiée que pour la grille à  $x = 6$  cm où l'électronégativité chute drastiquement, atteignant  $\alpha = 0,8$ . L'évolution de  $\alpha$  est équivalente au cas sans grille de la [sous-section 4.2.2](#). Seule la formation du plasma ion-ion a lieu à  $x = 8,5$  cm contre  $7,5$  cm dans le cas en SF<sub>6</sub> pur. Ceci peut être expliqué par la présence d'argon dans ces mesures qui prévient la formation des ions négatifs et donc la formation du plasma ion-ion.

### 5.3.2 Evolution des températures

Les figures 5.6 (c) et (d) représentent les températures des ions positifs et négatifs ainsi que des électrons. Comme expliqué précédemment, avant la formation du plasma ion-ion, les températures ioniques ne sont pas accessibles. Les températures électroniques en amont du maximum de champ magnétique sont équivalentes à celles en plasma électropositif. Elles sont toutes à peu près égales, seule celle pour la grille positionnée à  $x = 6$  cm est légèrement supérieure aux autres. Les températures ioniques sont accessibles à partir de  $x = 8$  cm et sont représentées sur la figure 5.6 (d). On constate que les températures pour la grille à  $x = 12$  cm sont équivalentes à celles présentées dans la [sous-section 4.2.2](#). Pour la grille à  $x = 10$  cm, les températures ioniques à  $x = 8,5$  cm sont inférieures de 25% (quand l'erreur sur la mesure est



**Figure 5.6** – Mesure a) des densités des particules chargées, b) de  $\alpha$ , c) et d) des températures des particules chargées en fonction de la distance à la fenêtre en céramique en mélange Ar/SF<sub>6</sub> à 50/50 pour 1 mTorr pour une puissance de décharge de 100 W avec le champ magnétique Gaussien de 245 G centré à 7,5 cm pour plusieurs positions de la grille ( $x = 6, 7, 8, 10$  et  $12$  cm).

de 5%), cela pouvant être dues à une modification des structures de potentiel par la présence de la grille, difficile à mesurer.

### 5.3.3 Conclusion pour le nouveau prototype de PEGASES

Le but de ces expériences est de dimensionner un nouveau corps pour le propulseur PEGASES. Pour cela plusieurs critères sont nécessaires :

- Un plasma ion-ion est nécessaire afin de pouvoir extraire des ions négatifs au niveau des grilles, impossible pour des plasmas faiblement électronégatifs [Oudini *et al.* 2013].
- Maximiser le flux de Bohm devant les grilles : une densité de plasma ion-ion et des températures ioniques maximales.

D'après les figures 5.6 (a) et (b), pour un mélange Ar/SF<sub>6</sub> à 50/50, pour avoir à la fois la densité maximale ainsi que le plasma ion-ion formé, il faut placer les grilles autour de

$x = 9$  cm. Si les grilles sont positionnées plus proches, le plasma ion-ion ne sera pas formé et plus loin les densités de plasmas ion-ion diminuent à cause des recombinaisons. Les résultats en SF<sub>6</sub> pur montre que le plasma ion-ion est formé plus tôt, ainsi cette configuration sera compatible avec les deux conditions.

Ces résultats obtenus avec la grilles flottantes sont bien entendu des résultats préliminaires. La prochaine étape est de placer les grilles à 9 cm et de la polariser afin de voir l'effet sur les caractéristiques du plasma ion-ion.

## 5.4 Estimation de la performance du prototype PEGASES

Dans la communauté de la propulsion électrique, plusieurs grandeurs peuvent décrire l'efficacité d'un propulseur. Parmi elles on compte l'efficacité de poussée et l'utilisation de masse. Dans cette partie nous détaillerons comment calculer ces grandeurs et les calculerons à partir des résultats expérimentaux. Contrairement aux mesures réalisées ici avec une seule grille, les systèmes de grilles accélératrices sont toujours composés de deux ou trois grilles, dépendant des propulseurs. Nous considérerons ici que PEGASES sera équipé de deux grilles, la grille en contact avec le plasma étant polarisée et l'autre étant à la masse.

### 5.4.1 Efficacité de poussée

#### Efficacité de poussée théorique

L'efficacité de poussée est la poussée en sortie de propulseur en fonction de la puissance électrique qui lui est injectée. L'efficacité de poussée s'écrit donc comme

$$\xi = \frac{F}{P_{\text{tot}}}, \quad (5.10)$$

où  $F = F_i + F_n$  est la poussée totale,  $F_i$  est la poussée des ions,  $F_n$  la poussée des neutres et  $P_{\text{tot}}$  est la puissance totale injectée au propulseur. Notons que la poussée est généralement notée  $T$ , qui est, dans ce manuscrit, la température. Elle sera donc notée ici  $F$  pour Force de poussée. Dans le cas présent, on peut supposer que la poussée des neutres est très faibles devant la poussée des ions  $F_i \gg F_n$  [Chabert *et al.* 2012]. On peut exprimer la poussée comme

$$F_i = \Gamma_i m_i v_{\text{eject}} A_i, \quad (5.11)$$

où  $\Gamma_i$  est le flux d'ions sortant du plasma, donc un flux de Bohm,  $m_i$  est la masse des ions,  $v_{\text{eject}}$  la vitesse du faisceau d'ion une fois accéléré,  $A_i = \beta_i S_{\text{grille}}$  l'aire à travers laquelle les ions sont accélérés,  $\beta_i$  la transparence des grilles aux ions et  $S_{\text{grille}}$  la surface totale d'éjection sans grille. Le flux de Bohm est défini comme

$$\Gamma_i = n_s u_B, \quad (5.12)$$

avec  $u_B$  la vitesse de Bohm et  $n_s = h_r n_0$  la densité en lisière de gaine où  $h_r$  le ratio de densité entre le centre et la gaine et  $n_0$  la densité au centre du plasma. La vitesse du faisceau peut s'écrire

$$\frac{1}{2} m_i v_{\text{eject}}^2 = e V_{\text{accel}}, \quad (5.13)$$

$$v_{\text{eject}} = \sqrt{\frac{2e V_{\text{accel}}}{m_i}}, \quad (5.14)$$

où  $V_{\text{accel}}$  est la tension entre les deux grilles. Avec les équations (5.11), (5.12), (5.14) et  $u_B = \sqrt{e T_e / M}$  la poussée s'écrit alors :

$$F_i = A_i h_r n_0 e \sqrt{2 T_e V_{\text{accel}}}, \quad (5.15)$$

On constate alors que la poussée ne dépend pas de la masse des ions éjectés pour les propulseurs à grilles (avec un système de grilles constant) [Jahn 1968]. En considérant l'équation (5.15) on peut alors écrire (5.10) comme

$$\xi = \frac{A_i h_r n_0 e \sqrt{2 T_e V_{\text{accel}}}}{P_{\text{tot}}}. \quad (5.16)$$

$\xi$  est généralement exprimé en  $\text{mN.kW}^{-1}$ , cependant, pour comparer plusieurs systèmes, il est possible de normaliser avec la surface d'éjection  $A_i$  et la tension entre les grilles  $V_{\text{accel}}$ .

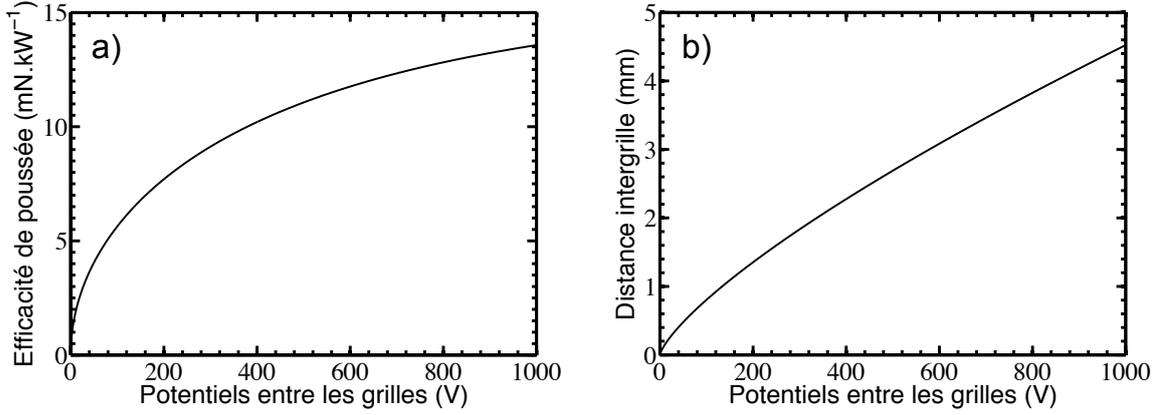
### Estimation de l'efficacité de poussée

Les données expérimentales des figures 5.6 (a) et (c) peuvent nous permettre d'estimer l'efficacité de poussée du propulseur PEGASES. Dans ces conditions la puissance incidente était de  $P_{\text{inc}} = 220$  W. On fait l'approximation que les ions positifs et négatifs ont les mêmes températures et densités, et on ne considèrera ainsi qu'une seule population d'ion. Pour les grilles positionnées à 10 cm les paramètres plasmas sont les suivants :  $\beta_i = 0,7$ ,  $S_{\text{grille}} = 12 \times 8 = 96$   $\text{cm}^2$ ,  $m_i = 127$  UMA,  $T_i = 0,2$  eV,  $n_i = 2 \times 10^{17}$   $\text{m}^{-3}$  et  $h_r = 0,6$ . L'électronégativité étant d'environ  $\alpha \sim 2000$  on fait l'approximation que la vitesse de Bohm modifiée vaut  $u_B^* = \sqrt{k_B T_i / M}$  [Meige *et al.* 2008]. La puissance injectée aux grilles peut être calculée en supposant qu'un flux égal au flux de Bohm est collecté sur les grilles  $P_{\text{grilles}} = J_i V_{\text{accel}}$ , avec  $J_i = e A_i h_r n_i u_B^*$  est le courant le Bohm et  $A_i = \beta_i S_{\text{grille}}$  est la surface d'éjection des ions.

L'équation (5.16) nous permet de calculer l'efficacité de poussée représentée sur la figure 5.7 (a) en fonction de la tension appliquée à la grille. Pour s'assurer d'extraire l'intégralité du flux de Bohm, il faut s'assurer que la loi de Child-Langmuir est satisfaite [Jahn 1968]. Celle-ci s'écrit

$$J_{\text{CL}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_{\text{accel}}^{3/2}}{d^{*2}}, \quad (5.17)$$

où  $J_{\text{CL}}$  est le courant maximum pour une tension de  $V_{\text{accel}}$  et une distance  $d^*$  effective entre les grilles. On peut donc évaluer la distance  $d^*$  dans notre cas avec l'égalité du courant limite



**Figure 5.7** – Estimation de a) l'efficacité de poussée et b) la distance inter-grille pour un courant de Bohm égal au courant de Child en fonction de la tension sur les grilles d'accélération, pour les résultats expérimentaux en plasma de  $\text{SF}_6$  avec les grilles positionnées à 10 cm.

de Child Langmuir et du courant de Bohm  $J_{\text{CL}} = J_{\text{Bohm}}$ . La distance entre les grilles peut alors s'écrire

$$d^* = \sqrt{\frac{4}{9}\epsilon_0 \left(\frac{2e}{m_i}\right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{eh_r n_0 u_B}}. \quad (5.18)$$

La figure 5.7 (b) représente la distance entre les grilles  $d^*$  nécessaire pour extraire l'intégralité du flux de Bohm et pour assurer  $\xi$  calculée sur la figure 5.7 (a). La distance inter-grille commence à être envisageable à partir de 1 mm, ce qui correspond à environ 170 V appliqué sur les grilles.

Pour des tensions comprises entre  $V_{\text{accél}} = 300$  et  $500$  V l'efficacité de poussée de PEGASES serait d'environ 9 à  $11 \text{ mN.kW}^{-1}$ . L'augmentation de la surface d'extraction pourrait améliorer cette efficacité, nous utilisons actuellement la surface du propulseur qui est de  $A_i = 67,2 \text{ cm}^2$ .

## 5.4.2 Utilisation de masse

### Utilisation de masse théorique

L'utilisation de masse est une grandeur permettant de quantifier la quantité d'ions accélérés en comparaison du flux de neutres éjectés, qui est très important pour utiliser le moins possible de gaz.

$$\eta = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_n} = \frac{\Gamma_i A_i m_i}{\Gamma_n A_n m_n}, \quad (5.19)$$

où  $\Gamma_n = 1/4 n_n v_{\text{thn}}$  est le flux de neutres éjectés du propulseur, avec  $n_n$  la densité de neutres et  $v_{\text{thn}} = \sqrt{k_B T_n / (m_n)}$  la vitesse thermique des neutres avec  $T_n$  la température des neutres,  $A_n = \beta_n S_{\text{grille}}$  la surface d'éjection des neutres avec  $\beta_n$  la transparence de la grille aux neutres et  $m_n$  est la masse des neutres. Dans les plasmas avec un faible taux d'ionisation, on peut

faire l'approximation que  $\Gamma_n A_n = Q_0$ , où  $Q_0$  est le flux de neutres entrants dans le propulseur. Expérimentalement, le débit s'exprime en sccm (Standard Centimètre Cube par Minute). La conversion de cette unité vers des  $s^{-1}$  s'écrit comme suit

$$1 \text{ sccm} = \frac{N_A}{60 \times 10^3 V_{\text{gaz}}} s^{-1}, \quad (5.20)$$

où  $N_A = 6,0221 \times 10^{23}$  atomes.mol<sup>-1</sup> est le nombre d'Avogadro, c'est à dire le nombre de particules à 1 atmosphère et 20 degrés qui occupent le volume  $V_{\text{gaz}} = 24,4475$  L, 60 est le nombre de secondes dans 1 minute et  $10^3$  est le nombre de centimètre cube dans 1 litre. On obtient alors la conversion

$$Q_0 = Q_{\text{sccm}} \frac{N_A}{60 \times 10^3 V_{\text{gaz}}} = Q_{\text{sccm}} \times 4.1055 \times 10^{17} s^{-1}, \quad (5.21)$$

En utilisant les équations (5.12), (5.19) et (5.21) on peut écrire l'utilisation de masse avec des paramètres mesurables expérimentalement

$$\eta = \frac{h_r n_0 u_B A_i m_i}{Q_0 m_n \times 4.1055 \times 10^{17}}, \quad (5.22)$$

### Estimation de l'utilisation de masse

Afin de comparer, nous allons calculer l'efficacité donnée à l'équation 5.19 et celle donnée à l'équation (5.22). Expérimentalement, le flux de neutres entrants est de  $Q_{\text{sccm}} = 6$  sccm, et les densité et température utilisées sont les mêmes que dans la section précédente :  $\beta_i = 0,7$ ,  $\beta_n = 0,3$ ,  $T_i = 0,2$  eV,  $m_i = 127$  AMU,  $T_n = 300$  K,  $n_i = 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ,  $n_g = 3,22 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $m_n = 146$  AMU et  $h_r = 0,6$ . L'équation (5.19) permet de calculer une utilisation de masse d'environ 13% alors que l'équation (5.22) donne une utilisation de masse de 16%. D'après la figure 6 de Chabert *et al.* [2012], on constate que pour une puissance incidente de 220 W en xénon, le modèle évalue l'utilisation de masse à environ à 20%.

### 5.4.3 Comparaison avec un système de propulsion existant

Afin de se rendre compte de la viabilité du propulseur PEGASES et de ses réelles performances, une comparaison avec le propulseur ionique à grille T6 de chez QinetiQ a été réalisée [Corbett 2009]. Le T6 à été choisi car il est destiné à propulser la mission Bepi-Colombo, dans laquelle le LPP est impliqué pour l'instrumentation scientifique. Il est également considéré par l'ESA comme le meilleur pour les longues missions.

Pour effectuer cette comparaison, les différents paramètres des deux propulseurs doivent être équivalents ou normalisés. Ainsi, les paramètres  $\beta_i$  et  $h_r$  du propulseur T6 ont été retrouvés par rétro-ingénierie. En effet, pour des raisons de développements industriels, l'accès aux paramètres spécifiques des propulseurs est rendu difficile. D'après Corbett [2009], la poussée du propulseur est de 145 mN avec des paramètres plasmas ayant pour valeur  $n_0 = 2,2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 6$  eV, une puissance totale de  $P_{\text{tot}} = 2824$  W, une vitesse d'accélération de  $V_{\text{accél}} = 1500$  V

et une surface d'éjection circulaire de 22 cm de diamètre qui donne une surface d'éjection de  $A_i = \beta_i \pi \times 11^2$ . Avec l'équation (5.10), les paramètres  $\beta_i$  et  $h_r$  valent respectivement 1 et 0,8.

Afin d'effectuer une comparaison, les paramètres équivalents seront utilisés pour PEGASES et le T6. On suppose donc que  $\beta_i = 1$ ,  $h_r = 0,8$ ,  $V_{\text{accél}} = 1$  kV et la puissance injectée est normalisée à 1 kW. D'après l'équation (5.16)

$$\xi_{\text{T6}} = 42 \text{ mN.kW}^{-1}, \quad (5.23)$$

$$\xi_{\text{PEGASES}} = 17 \text{ mN.kW}^{-1}. \quad (5.24)$$

Les impulsions spécifiques  $I_{\text{sp}} = v_{\text{éject}}/g_0$  comme exprimé dans l'équation (1.2) avec des masses de  $M_{\text{Xe}^+} = 131$  UMA et  $M_{\text{SF}_5^-} = 127$  UMA, donnent alors

$$I_{\text{sp,T6}} = 3910 \text{ s}, \quad (5.25)$$

$$I_{\text{sp,PEGASES}} = 3970 \text{ s}. \quad (5.26)$$

On remarque que la performance du propulseur PEGASES est dix fois moins efficace qu'un propulseur fonctionnel. Cette différence est principalement due à plusieurs facteurs :

- La différence entre les températures des ions et des électrons qui agissent directement sur la vitesse de Bohm et sur le flux ionique venant du plasma.
- Le PTE est faible pour le cas du SF<sub>6</sub> : en effet, la puissance incidente est de 200 W alors que la puissance de décharge est de 93 W, ce qui fait un PTE de 47%. Pour le modèle de vol, le gaz propulsé par PEGASES sera du diiode, dont l'énergie d'ionisation est plus faible, avec beaucoup moins de perte dans la dissociation et l'excitation. Néanmoins, le problème résulte principalement de la présence d'ions négatifs dans la zone d'ionisation qui remplace les électrons et diminuent le couplage entre la bobine et le plasma.
- La géométrie du propulseur PEGASES n'est pas encore optimisée, la dimension  $y$  peut être agrandie ou réduite afin de minimiser les pertes en surfaces sans pour autant affecter le couplage inductif.
- Les impulsions spécifiques sont équivalentes car les masses des ions éjectés sont quasiment égales.

D'après ces grandeurs, on constate que dans l'expression 5.16 la poussée n'est pas fonction de la masse. L'expression de l' $I_{\text{sp}}$  (équation 1.2) montre par ailleurs que plus la masse des ions est faible, plus l'impulsion spécifique est importante. Il est donc important de noter que dans les propulseurs à grilles, afin d'avoir une impulsion spécifique maximale, il faut privilégier les ions de masses faibles, la poussée résultante étant la même.

Ces résultats mettent en évidence que le propulseur PEGASES a du potentiel, avec un impulsion spécifique équivalente à celle du T6. Un travail d'optimisation et des tests en diiode restent à faire pour améliorer ses performances de poussées.

#### 5.4.4 Conclusion sur les performances de PEGASES

En utilisant les résultats expérimentaux obtenus dans le prototype non-optimisé du propulseur avec un grille flottante à 10 cm de la fenêtre en céramique, une puissance incidente de 200 W,

il a été possible d'anticiper les possibles performances de PEGASES en tant que propulseur ionique à grilles.

- L'efficacité de poussée a montré des valeurs entre 9 et 11  $\text{mN.kW}^{-1}$  pour des tensions d'accélération comprise entre  $V_{\text{accel}} = 300$  à 500 V.
- L'utilisation de masse obtenue par deux calculs a été évaluée autour de 10-13%. Valeur très raisonnable quant à la puissance injectée au propulseur.
- La comparaison avec le propulseur ionique à grille T6, qui va équiper la mission Bepi-Colombo, a montré que, d'après la théorie couplée aux résultats expérimentaux, le prototype de PEGASES aurait une poussée dix fois inférieure à celui-ci avec des surfaces d'éjection  $S_{\text{eject},T6} = 4 \times S_{\text{eject},PEGASES}$ .

Le propulseur PEGASES est un jeune propulseur qui nécessite d'avantage d'optimisation pour pouvoir rivaliser avec les propulseurs déjà existant. Cependant, comme expliqué dans la [section 1.1.3](#), celui-ci possède des avantages non négligeables qui favorisera son développement et sa possible mise en fonctionnement.

# Conclusion

## Diagnostiques électrostatiques

Deux diagnostics électrostatiques ont été mis au point pendant la durée de ma thèse. Ces diagnostics ont conduit à une meilleure compréhension des phénomènes en présence dans notre plasma.

- La sonde flottante capacitive sert à mesurer les fluctuations RF du potentiel plasma. Les mesures ont permis de montrer que les fluctuations RF sont sensibles aux types de parois utilisées. Les résultats avec les parois diélectriques ont montré des fluctuations très importantes contrairement aux parois conductrices. La boîte d'accord d'impédance a donc été modifiée dans le but de minimiser ces fluctuations et les rendre quasiment égales à celles avec les parois à la masse. Ainsi un filtre passif est inutile dans notre réacteur car la condition  $V_{\text{RF,RMS}} < T_e$  est respectée dans toutes les conditions que nous avons testées.
- La sonde de Langmuir a été dimensionnée pour effectuer des mesures dans les plasmas électronégatifs fortement magnétisés. Nos études ont confirmé que pour réaliser les mesures dans les meilleures conditions dans le cas d'un plasma fortement magnétisé, le filament de mesure doit être positionné perpendiculairement aux lignes de champ magnétique en respectant les critères suivants  $a \ll r_{Le}$  et  $l \gg r_{Le}$  où  $a$  et  $l$  sont respectivement le diamètre et la longueur de la sonde. Les mesures en  $\text{SF}_6$  ont montré la formation d'un dépôt sur la sonde, ce dépôt semble être conducteur pour les polarisations négatives (bombardement ionique positif) et semble être diélectrique pour les polarisations positives (bombardement ionique négatif).

## Modèles de sonde de Langmuir pour l'extraction des paramètres plasmas dans un plasma électronégatif

Deux modèles de sonde de Langmuir ont été développés durant ma thèse. Ces modèles permettent d'extraire les paramètres d'un plasma électronégatif. Le premier modèle a été développé lors de la mise en évidence de la possible obtention des FDEE des ions négatifs et positifs pour de fortes électronégativités ( $\alpha > 50$ ). Le second a été développé pour les systèmes ne mesurant pas les FDEE : il utilise le courant de saturation ionique et le courant au potentiel plasma pour calculer la densité d'ion négatif.

- Le modèle 1 reproduit les caractéristiques I-V d'un plasma électronégatif en supposant des distributions de Boltzmann pour les espèces repoussées par la sonde et des courants de type Bohm, avec l'ajout d'un modèle de gaine cylindrique, pour les espèces attirées. En ajustant les paramètres plasmas pour que les courbes issues du modèle s'accordent avec les courbes I-V et leurs dérivées secondes obtenues expérimentalement, les températures et les densités des ions positifs et négatifs et des électrons peuvent être mesurées pour les plasmas fortement électronégatifs ( $\alpha > 50$ ), où les FDEE des ions positifs et négatifs sont accessibles. Pour les mesures en plasmas faiblement électronégatifs ( $\alpha < 50$ ), la FDEE des électrons domine et les températures des ions positifs et négatifs ne sont alors plus accessibles. Ce modèle permet donc la caractérisation d'un plasma ion-ion en accédant aux températures et densités de toutes les espèces chargées et sera utilisé pour caractériser la diffusion des particules chargées au travers d'un filtre magnétique.
- Le modèle 2, basé sur [Chabert \*et al.\* \[1999\]](#), utilise le courant de saturation ionique et le courant au potentiel plasma pour calculer l'électronégativité. Ce modèle utilise un modèle de gaine cylindrique ainsi que le calcul de l'électronégativité en bordure de gaine pour l'obtention de la vitesse de Bohm modifiée. Il permet l'accès aux densités ioniques positive et négative et électronique dans toutes les conditions. Un inconvénient de ce modèle est qu'il ne permet pas la mesure de la température ionique négative et dans le cas de courbes I-V symétriques, la température et la densité électronique sont calculées pour des hypothèses de plasma électropositif ( $T_e$  par l'intégrale de la FDEE et  $n_e$  par le courant au potentiel plasma). La valeur du paramètre  $\gamma$  dans un plasma ion-ion est donc supposée et non mesurée. Cependant, ce modèle s'accorde bien avec le précédent pour les mesures en plasmas faiblement électronégatifs et sous-estime les densités ioniques pour le cas des plasmas fortement électronégatifs.
- Le modèle de gaine cylindrique a été développé parallèlement aux deux modèles précédents. Une comparaison entre l'approximation de gaine type sonde plane et le modèle de gaine cylindrique a montré que, plus le diamètre de la sonde est petit, plus l'erreur est importante. Notre sonde étant très fine pour les mesures dans les plasmas magnétisés, nous avons utilisé un modèle de gaine de sonde cylindrique.

## Effet du champ magnétique sur les plasmas électropositifs

Le champ magnétique est utile pour le contrôle des électrons indépendamment des ions. L'étude paramétrique réalisée en plasma électropositif a permis de déterminer l'effet du champ magnétique sur les électrons.

- La pression dans le réacteur contrôle la température électronique dans la zone d'ionisation, en amont du champ magnétique. Le facteur  $pL$  permet le contrôle de la température électronique, où  $p$  est la pression et  $L$  la taille caractéristique du plasma. La taille caractéristique du plasma étant constante, l'augmentation de la pression induit une diminution de la température électronique où le champ magnétique n'est pas présent.

- L'intensité du champ magnétique contrôle la valeur de la température électronique en sortie du champ magnétique pour  $H > 20$ . Dans la vision fluide, pour le cas faiblement collisionnel, le coefficient de diffusion perpendiculaire au ligne de champ magnétique s'écrit  $D_{\perp} \propto 1/\sqrt{T_e}B^2$ , donc plus le champ magnétique augmente, moins les électrons chauds pourront diffuser au travers du filtre. Dans la vision cinétique, plus le champ augmente, plus les électrons vont être piégés avec des rayons de Larmor petits et plus les collisions seront nécessaires pour diffuser au travers du filtre.
- Le gradient de champ magnétique contrôle le gradient de diminution de la température électronique au travers du champ magnétique. Aucune théorie ne permet d'expliquer ce résultat actuellement. Des pistes sont envisagées, comme des instabilités présentes dans le gradient positif permettant la diminution de la température électronique, effectives uniquement dans le gradient positif.
- La position du champ magnétique détermine la localisation du minimum de température qui survient en son maximum d'intensité, ou juste après (1 cm).

Une étude préliminaire n'a montré aucune structure dans notre réacteur. Cependant, des mesures sont encore nécessaires pour mettre en évidence des structures en 3 dimensions observées pour des intensités de champ magnétiques inférieures à 180 G. De telles structures sont aussi obtenues dans la littérature avec des simulations où l'intensité des champs magnétiques étaient de 50 G.

## Effet du champ magnétique sur les plasmas électronégatifs

Le champ magnétique ayant un effet sur les électrons, lors de l'utilisation d'un gaz électronégatif, ce champ agit directement sur la formation du plasma ion-ion.

- Les caractéristiques I-V obtenues en aval du maximum de champ magnétique sont symétriques et montrent l'existence d'un plasma ion-ion. Les charges positives et négatives ont alors la même mobilité, les électrons étant beaucoup plus mobiles que les ions, la symétrisation d'une caractéristique I-V est révélatrice d'un plasma ion-ion.
- L'étude des FPPE de 1 cm avant le maximum de champ magnétique jusqu'au maximum nous a permis de mettre en évidence la mesure d'une fonction de distribution des ions négatifs permettant de remonter aux densités et températures de ces ions et d'étendre cette analyse aux ions positifs.
- Les températures des ions positifs et négatifs sont élevées en aval du maximum de champ magnétique, respectivement 0.45 et 0.38 eV et décroissent jusqu'à 0.17 et 0.12 eV probablement à cause de la structure de potentiel observée.
- Les densités obtenues dans le coeur du plasma sont élevées, autour de  $8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  et de  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  dans la région d'accélération. La densité électronique décroît de trois ordres de grandeur en 3 cm pour être minimum à 1 cm après le maximum de champ magnétique.
- La double injection avec un mélange Ar/SF<sub>6</sub> 50/50 ne semble avoir aucun effet pour cette configuration à une pression de 1 mTorr.
- Le ratio minimum pour obtenir un plasma ion-ion à 10 cm de la fenêtre en céramique est de 20% de SF<sub>6</sub>.

- La pression permet le contrôle de la zone de formation du plasma ion-ion. Plus la pression est élevée, plus le plasma ion-ion se forme proche du maximum de champ magnétique.

## Effet de la position de la grille

Dans le but de dimensionner un nouveau corps pour PEGASES, une étude sur l'effet de la position d'une grille flottante à été réalisée.

- Les mesure sans champ magnétique ont permis de démontrer les résultats d'un modèle globale du propulseur. Malgré une géométrie cylindrique pour le modèle et rectangulaire pour le propulseur, les températures et les densités s'accordent très bien.
- Sur un plasma électropositif, le champ magnétique semble agir tel un mur pour les électrons. En effet, l'effet de la grille sur les paramètres plasmas n'est visible que lorsque la grille a passé le maximum de champ magnétique.
- Les mesures en plasma électronégatif ont permis de déterminer que la grille devrait être placée entre 8 et 10 cm de la fenêtre en céramique, soit environ 1 à 2 cm après le maximum du champ magnétique, pour profiter des plus hautes densités et températures ioniques afin de maximiser l'accélération.

## Performances

En utilisant les résultats expérimentaux obtenus dans le prototype non-optimisé du propulseur avec un grille flottante à 10 cm de la fenêtre en céramique, une puissance incidente de 200 W, il a été possible d'anticiper les possibles performances de PEGASES en tant que propulseur ionique à grilles.

- L'efficacité de poussée a montré des valeurs entre 9 et 11  $\text{mN.kW}^{-1}$  pour des tensions d'accélération comprise entre  $V_{\text{accel}} = 300$  à 500 V.
- L'utilisation de masse obtenue par deux calculs a été évaluée autour de 13-16%. Valeur très raisonnable quant à la puissance injectée au propulseur.
- La comparaison avec le propulseur ionique à grille T6, qui va équiper la mission Bepi-Colombo, a montré que, d'après la théorie couplé aux résultats expérimentaux, le prototype de PEGASES aurait une efficacité de poussée 2,5 fois inférieure à celui-ci.

Ces résultats mettent en évidence que le prototype PEGASES n'est pas optimisé et va demander d'avantage de travail pour rivaliser en terme de performance avec les propulseurs déjà existant. Néanmoins celui-ci a des atouts non négligeables et qui feront certainement de lui un propulseur ionique incontournable dans le futur.

# Bibliographie

- Aanesland, A.** *Low temperature plasmas exposed to external magnetic and electric field.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2013. [97](#), [98](#)
- Aanesland, A., J. Bredin, P. Chabert, and V. Godyak.** Electron energy distribution function and plasma parameters across magnetic filters. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 044102, 2012. [77](#)
- Aanesland, A., A. Meige, and P. Chabert.** Electric propulsion using ion-ion plasmas. *J. Phys. : Conf. Ser.*, **162**, 012009, 2009. [6](#), [24](#), [99](#)
- Abada, H., P. Chabert, J.-P. Booth, J. Robiche, and G. Cartry.** Gas temperature gradients in a cf4 inductive discharge. *J. Appl. Phys.*, **92**, 4223, 2002. [106](#)
- Ahn, T. H., K. Nakamura, and H. Sugai.** Negative ion measurements and etching in a pulsed-power inductively coupled plasma in chlorine. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **5**, 139, 1996. [17](#)
- Amemiya, H.** Probe diagnostics in negative ion containing plasma. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **57**, (3), 887, 1988. [56](#)
- Amemiya, H.** Plasmas with negative ions-probe measurements and charge equilibrium. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **23**, 999, 1990. [56](#)
- Amemiya, H.** Production of electron-free plasma by using a magnetic filter in radio frequency discharge. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, 2601, 1991. [17](#)
- Amemiya, H.** Diagnostics of negative ions using probe and laser in plasmas (oxygen discharge). *Vacuum*, **58**, 100–116, 2000. [56](#)
- Amemiya, H., B. M. Annaratone, and J. E. Allen.** The collection of positive ions by spherical and cylindrical probes in an electronegative plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 179, 1998. [56](#)
- Boeuf, J. P., B. Chaudhury, and L. Garrigues.** Physics of a magnetic filter for negative ion sources. i. collisional transport across the filter in an ideal, 1d filter. *Phys. Plasmas*, **19**, 113509, 2012a. [87](#)
- Boeuf, J. P., J. Claustre, B. Chaudhury, and G. Fubiani.** Physics of a magnetic filter for negative ion sources. ii. eb drift through the filter in a real geometry. *Phys. Plasmas*,

- 19, 113510, 2012b. 87
- Bombardelli, C. and J. Pelaez.** Ion beam shepherd for contactless space debris removal. *Journal of Guidance Control and Dynamics*, 2011. 7
- Boswell, R. W.** Plasma production using a standing helicon wave. *Phys. Lett.*, **33**, (7), 457, 1970. 17
- Boswell, R. W. and F. F. Chen.** Helicons-the early years. *Plasma Science*, **25**, (6), 1229, 1997. 17
- Boyd, R. L. F. and J. B. Thompson.** The operation of langmuir probes in electro-negative plasmas. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **252**, 102, 1959. 13, 17, 55, 56
- Braithwaite, N.** Electron energy distribution functions in processing plasmas. *Pure and Appl. Chem*, **62**, (9), 1721, 1990. 41, 68
- Braithwaite, N. and J. E. Allen.** Boundaries and probes in electronegative plasmas. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **21**, 1733, 1988. 13, 63
- Bredin, J., P. Chabert, and A. Aanesland.** Langmuir probe analysis of highly electro-negative plasmas. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, (154107), 2013. 17, 53, 58, 77
- Chabert, P. and N. Braithwaite.** *Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011. 9, 13, 14, 16, 59, 61, 106
- Chabert, P., J. A. Monreal, J. Bredin, L. Popelier, and A. Aanesland.** Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil. *Phys. Plasmas*, **19**, 073512, 2012. 104, 113, 116
- Chabert, P., T. E. Sheridan, R. W. Boswell, and J. Perrin.** Electrostatic probe measurement of the negative ion fraction in an sf<sub>6</sub> helicon discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 561, 1999. 17, 55, 94, 120
- Chen, F. F.** *Plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press, New York, NY, 1984. 18
- Chen, F. F. and R. W. Boswell.** Helicons-the past decade. *Plasma Science*, **25**, (6), 1245, 1997. 17
- Christophorou, L. G. and J. K. Olthoff.** Electron interaction with sf<sub>6</sub>. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **29**, (3), 267, 2000. 59, 97
- Christophorou, L. G. and J. K. Olthoff.** Electron attachment cross sections and negative ion states of sf<sub>6</sub>. *Int. J. Mass Spectrom.*, **205**, 27, 2001. 59
- Corbett, M. H.** In-situ measurements of discharge plasma characteristics during thrust operation of the t6 gridded ion thruster. *31st IEPC, IEPC-2009*, 151, 2009. 116
- Doucet, H. J.** Production of a quasi electron free plasma using electronic attachment. *Phys. Lett.*, **33A**, (5), 283–284, 1970. 55
- Druyvensteyn, M. J.** Der niedervoltbogen. *Z. Phys.*, **64**, 731, 1930. 39

- Economou, D. J.** Fundamentals and applications of ion-ion plasmas. *Appl. Surf. Sci.*, **253**, 6672, 2007. [17](#), [95](#)
- Fukumasa, O., H. Naitou, and S. Sakiyama.** Spatial control of electron energy distribution function in a magnetically filtered multicusp plasma source. *Jap. J. Appl. Phys.*, **30**, (6A), L 1063, 1991. [20](#)
- Garrigues, L. and P. Coche.** Electric propulsion : comparisons between different concepts. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **53**, 127011, 2011. [3](#), [4](#)
- Godyak, V. A.** Plasma phenomena in inductive discharges. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **45**, A399, 2003. [32](#), [44](#)
- Godyak, V. A.** Electrical and plasma parameters of icp with high coupling efficiency. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **20**, 025004, 2011. [26](#), [32](#), [78](#)
- Godyak, V. A.** Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **46**, 283001, 2013. [27](#)
- Godyak, V. A. and B. M. Alexandrovich.** Radio frequency potential of inductive plasma immersed in a weak magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, (9), 1468, 2004. [32](#)
- Godyak, V. A. and 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.*, **44**, 233001, 2011. [39](#), [47](#), [51](#), [57](#)
- Godyak, V. A. and V. I. Kolobov.** Effect of collisionless heating on electron energy distribution in an inductively coupled plasma. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, (2), 369, 1998. [44](#)
- Godyak, V. A. and R. B. Piejak.** Probe measurements of the space potential in a radio frequency discharge. *J. Appl. Phys.*, **68**, (7), 3157, 1990. [32](#)
- Godyak, V. A., R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich.** Measurements of electron energy distribution in low-pressure rf discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **1**, 36, 1992. [32](#), [39](#)
- Godyak, V. A., R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich.** Experimental setup and electrical characteristics of an inductively coupled plasma. *J. Appl. Phys.*, **85**, (2), 703, 1999. [32](#), [43](#), [52](#)
- Godyak, V. A., R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich.** Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **11**, 525, 2002. [10](#), [11](#), [78](#), [86](#)
- Goebel, D. M. and I. Katz.** *Fundamentals of Electric Propulsion : Ion and Hall Thrusters.* John Wiley and Sons, Hoboken, NJ, 2008. [4](#), [5](#)
- Gutsev, S. A. and V. V. Khristinich.** Applicability of langmuir's probe theory for measuring an ion-ion plasma. *J. Eng. Phys. Thermophys.*, **71**, (6), 1998. [55](#)
- Hagelaar, G. J. M. and L. C. Pitchford.** Solving the boltzmann equation to obtain

- electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **14**, 722, 2005. 16
- Hayashi, N., T. Nakashima, and H. Fujita.** Reduction of electron temperature in rf plasma using magnetic filter. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 4301, 1999. 20, 21
- Hershkowitz, N. and T. Intrator.** Improved source of cold plasma electrons and negative ions. *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, 1629, 1981. 17, 55
- Hoh, F. C.** Low-temperature plasma diffusion in a magnetic field. *Rev. Mod. Phys.*, **34**, (2), 267, 1962. 20
- Holmes, A. J. T.** Electron flow through transverse magnetic fields in magnetic multipole arc discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, (10), 1517, 1982. 20
- Hopkins, M. B., M. Bacal, and W. G. Graham.** Enhanced volume production of negative ions in the post discharge of a multicusp hydrogen discharge. *J. Appl. Phys.*, **70**, (4), 2009, 1991. 17
- Hopkins, M. B. and K. N. Mellon.** Enhanced production of negative ions in low-pressure hydrogen and deuterium discharges. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, (4), 449, 1991. 17
- Jahn, R. G.** *Physics of Electric Propulsion.* McGraw-Hill, New York, 1968. 114
- Jahn, R. G. and E. Y. Choueiri.** Electric propulsion. *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, **5**, 125, 2003. 4
- Jungblut, H., D. Hansen, and W. F. Schmidt.** Ion-ion recombination in electronegative gases. *IEEE Trans. Electr. Insul.*, **24**, (2), 343, 1989. 7
- Kagan, Y. M. and V. I. Perel.** Probe methods in plasma research. *Sov. Phys. Usp.*, **81**, (3-4), 767, 1964. 47, 51
- Kaganovich, I. D., Y. Raitses, D. Sydorenko, and A. Smolyakov.** Kinetic effects in a hall thruster discharge. *Phys. Plasmas*, **14**, 057104, 2007. 20, 21
- Kanakasabapathy, S. K. and L. J. Overzet.** A coupled two-sheath simulation of rf bias at high electronegativities. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **7**, 289, 1998. 95
- Kanakasabapathy, S. K., L. J. Overzet, V. Midha, and D. J. Economou.** Alternating fluxes of positive and negative ions from an ion-ion plasma. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, (1), 22, 2001. 17
- Kolev, S., G. J. M. Hagelaar, and J. P. Boeuf.** Particle-in-cell with monte carlo collision modeling of the electron and negative hydrogen ion transport across a localized transverse magnetic field. *Phys. Plasmas*, **16**, 042318, 2009. 20
- Kolev, S., G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani, and J. P. Boeuf.** Physics of magnetic barrier in low temperature bounded plasmas - insight from particle-in-cell simulations. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **21**, 025002, 2012. 87, 88
- Kortshagen, U., A. Maresca, K. Orlov, and B. Heil.** Recent progress in the unders-

- tanding of electron kinetics in low-pressure inductive plasmas. *Appl. Surf. Sci.*, **192**, 244, 2002. [10](#)
- Kumar, T. A. S., S. K. Mattoo, and R. Jha.** Plasma diffusion across inhomogeneous magnetic fields. *Phys. Plasmas*, **9**, (7), 2946, 2002. [20](#), [21](#)
- Langmuir, I. and H. M. Mott-Smith.** Langmuir probe technique. *Gen. Elec. Rev.*, **27**, 449, 1924. [36](#)
- Leray, G.** *PEGASES : Plasma Propulsion with Electronegative Gases.* PhD thesis, Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2009. [6](#), [97](#)
- Leung, K. N., K. W. Ehlers, and M. Bacal.** Extraction of volume-produced  $h^-$  ions from a multicusp source. *Rev. Sci. Instrum.*, **54**, (1), 56, 1983. [17](#), [20](#)
- Lho, T., N. Hershkowitz, G. H. Kim, W. Steer, and J. Miller.** Asymmetric plasma potential fluctuation in an inductive plasma source. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **9**, 5, 2000. [32](#)
- Liard, L., J.-L. Raimbault, J.-M. Rax, and P. Chabert.** Plasma transport under neutral gas depletion conditions. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **40**, 5192, 2007. [106](#)
- Lieberman, M. A. and A. J. Lichtenberg.** *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing.* John Wiley and Sons, New York, second edition, 2005. [9](#), [14](#), [19](#), [20](#), [35](#), [42](#), [105](#), [106](#), [107](#)
- Lister, G. G., Y.-M. Li, and V. A. Godyak.** Electrical conductivity in high frequency plasmas. *J. Appl. Phys.*, **79**, (12), 8893, 1996. [50](#), [87](#)
- Meige, A., G. Leray, J.-L. Raimbault, and P. Chabert.** Sheath and presheath in ion-ion plasmas via particle-in-cell simulation. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, (061501), 2008. [16](#), [114](#)
- Merino, M. and E. Ahedo.** Ion beam shepherd satellite for space debris removal. *4th European Conf. for Aerospace Sci.*, 2011. [7](#)
- Mott-Smith, H. M. and I. Langmuir.** The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, **28**, 727, 1926. [36](#)
- Oudini, N., J.-L. Raimbault, P. Chabert, A. Meige, and A. Aanesland.** Particle-in-cell simulation of an electronegative plasma under direct current bias studied in a large range of electronegativity. *Phys. Plasmas*, **20**, 043501, 2013. [15](#), [112](#)
- Passoth, E., J. F. Behnke, C. Csambal, M. Tichy, P. Kudrna, Y. B. Golubovskii, and I. A. Porokhova.** Radial behaviour of the electron energy distribution function in the cylindrical magnetron discharge in argon. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **32**, 2655, 1999. [48](#)
- Passoth, E., P. Kudrna, C. Csambal, J. F. Behnke, M. Tichy, and V. Helbig.** An experimental study of plasma density determination by a cylindrical langmuir probe at different pressures and magnetic fields in a cylindrical magnetron discharge in heavy rare gases. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **30**, 1763, 1997. [48](#)

- Plihon, N.** *Stabilite et structure electrique d'une decharge inductive en gaz electronegatif*. PhD thesis, Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2006. 27
- Popelier, L.** *Developpement du propulseur PEGASES : source inductive radiofrequence a haute performance et acceleration successive de faisceaux d'ions positifs et d'ions negatifs*. PhD thesis, Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, 2012. 6, 24, 25, 43, 70, 97, 103
- Popelier, L., A. Aanesland, and P. Chabert.** Response of an ion-ion plasma to dc biased electrodes. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **44**, 315203, 2011. 17
- Popov, T. K. and S. V. Gateva.** Second derivative langmuir probe measurements of negative oxygen ion concentration taking into account the plasma depletion caused by negative ion sink on the probe surface. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **10**, 614–620, 2001. 56
- QinetiQ.** <http://www.qinetiq.com/>. 2013. 5
- Sheridan, T. E., P. Chabert, and R. W. Boswell.** Positive ion flux from a low-pressure electronegative discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 457, 1999. 55
- Shindo, M., S. Hiejima, Y. Ueda, S. Kawakami, N. Ishii, and Y. Kawai.** Determination of negative-ion density in an electron cyclotron resonance c4f8 plasma. *Surf. Coat. Technol.*, , (116-119), 1065–1069, 1999. 55
- Shindo, M. and Y. Kawai.** Measurements of negative ion density in o2/ar electron cyclotron resonance plasma. *Surf. Coat. Technol.*, , (142-144), 355–359, 2001. 55
- Sirse, N., S. K. Karkari, M. A. Mujawar, J. Conway, and M. M. Turner.** The temporal evolution in plasma potential during laser photo-detachment used to diagnose electronegative plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **20**, 0963–0252, 2011. 94
- Snecma.** <http://www.snecma.com/>. 2013. 3
- Stamate, E. and K. Ohe.** Determination of negative-ion and electron parameters in an ar/sf6 plasma. *J. Appl. Phys.*, **84**, (5), 2450, 1998. 56
- Sudit, I. D. and F. F. Chen.** Rf compensated probes for high-density discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **3**, 162, 1994. 40
- Vucelic, M. and S. Mijovic.** Information from probe characteristics in negative ion containing plasma. *J. Appl. Phys.*, **84**, (9), 4731, 1998. 56
- Wong, A. Y., D. L. Mamas, and D. Arnush.** Negative ion plasmas. *Phys. Fluids*, **18**, (11), 1489, 1975. 17, 20, 21, 55
- Woolsey, G. A., I. C. Plumb, and D. B. Lewis.** Langmuir probe characteristics in a positive-ion/negative-ion plasma. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **6**, 1883, 1973. 55
- You, S. J., S. S. Kim, and H. Y. Chang.** Control of negative ion density in sf6/ar capacitive discharges. *Phys. Plasmas*, **12**, 083502, 2005. 56
- Zhang, H.** *Ion Sources*. Science Press and Springer-Verlag, Beijing, 1999. 21

- 
- Zhurin, V. V., H. R. Kaufman, and R. S. Robinson.** Physics of closed drift thrusters. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, R1, 1999. 5
- Zuiani, F. and M. Vasile.** Preliminary design of debris removal missions by means of simplified models for low-thrust, many-revolution transfers. *Int. J. of Aerospace Eng.*, **2012**, 22, 2012. 7